TOME 18 N° 12 DÉCEMBRE 1957

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

# PROPAGATION DES NEUTRONS DANS UN CRISTAL PARFAIT DE DIMENSIONS FINIES

Par André HERPIN,
Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

1. **Introduction.** — L'étude théorique de la propagation des rayons X dans les cristaux a été menée à bien par Darwin [1], Ewald [2] et Ch. Mauguin [3]. On en trouve un exposé détaillé dans le traité de Zachariasen [4], ainsi que son application à l'extinction primaire. Dans le cas des neutrons, aucune étude de la question n'a été faite, si l'on excepte l'article assez succinct de Seitz et Goldberger [7]. Le présent article tente de combler cette lacune. Les résultats obtenus sont semblables à ceux de la théorie des rayons X, mais la méthode utilisée, plus directe, nous a paru justifier cet exposé. Dans le cas des rayons X, on partait des équations de Maxwell dans lesquelles on introduisait une constante diélectrique triplement périodique (Ewald-Darwin). Le mérite de Ch. Mauguin est d'avoir montré qu'on obtenait des résultats analogues en considérant la diffraction des ondes électromagnétiques par des plans chargés d'électrons, hypothèse plus directe et d'interprétation physique plus aisée. Dans le cas des neutrons, nous partons d'une répartition triplement périodique de noyaux, dont l'interaction avec les neutrons est traitée rigoureusement. C'est dire que la base de ce calcul est assez proche de celle de Ch. Mauguin. Une difficulté supplémentaire est due au fait que l'interaction neutron-noyau dépend des spins, ce qui introduit une incohérence qui se traduit par une absorption des faisceaux cohérents, une partie des neutrons se trouvant diffusés d'une façon incohérente. Notre but est d'établir des équations de propagation rigoureuses pour les faisceaux cohérents de neutrons, équations qui servent de base à l'étude de l'extinction. Nous ne traiterons pas ici l'extinction dont on peut trouver ailleurs un exposé très complet. Nous avons ajouté à cette étude un appendice dans lequel nous étudions l'influence de l'agitation thermique sur la propagation des neutrons.

2. **L'onde optique.** — Avant de faire l'étude de la diffraction des neutrons par un cristal, il est indispensable de préciser quelques notions fondamentales introduites par le fait qu'un solide est un système thermodynamique complexe possédant un grand nombre de degrés de liberté. Nous tenons à signaler que l'essentiel des résultats de ce paragraphe sont dus à J. Yvon [6].

Nous désignerons par $\mathcal{H}_0$ l'hamiltonien du diffuseur dont l'ensemble des coordonnées sera désigné par $\boldsymbol{\xi}$. Ses états propres forment une suite discrète

$$\ldots \Phi_n(\boldsymbol{\xi}) \ldots \Phi_p(\boldsymbol{\xi}) \ldots$$

d'énergie $\ldots E_n \ldots E_p \ldots$

Le potentiel d'interaction entre le diffuseur et le neutron est :

$$U(\mathbf{r}, \boldsymbol{\xi}) = \frac{\hbar^2}{2M} W(\mathbf{r}, \boldsymbol{\xi})$$

où $\mathbf{r}$ repère la position du neutron de masse $M$. L'hamiltonien total du système s'écrit :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 - \frac{\hbar^2}{2M}\nabla^2 + \frac{\hbar^2}{2M} W. \tag{1}$$

Supposons qu'avant diffusion, le diffuseur soit dans un état bien déterminé $\Phi_n(\boldsymbol{\xi})$ et que le neutron possède une énergie $\dfrac{\hbar^2}{2M}\ k^2$.

Nous désignerons la fonction d'onde totale par $\Psi_n(\mathbf{r}, \boldsymbol{\xi})$. l'indice $n$ rappelant l'état initial du diffuseur, et nous la développerons suivant les états propres du diffuseur :

$$\Psi_n(\mathbf{r}, \boldsymbol{\xi}) = \sum_p \varphi_{np}(\mathbf{r})\ \Phi_p(\boldsymbol{\xi}). \tag{2}$$

Dans toutes les expériences qui ne portent que sur les neutrons, les fonctions $\varphi_{np}(\mathbf{r})$ suffisent à la prévision des mesures. $\varphi_{nn}(\mathbf{r})$ représente la *diffusion*

*cohérente* qui, par définition, a lieu sans changement d'état du diffuseur. Les autres fonctions $\varphi_{np}(\mathbf{r})$ correspondent à la *diffusion incohérente.* Elles sont déterminées par l'équation :

$$\left[\nabla^2 + k^2 + \frac{2M}{\hbar^2}(E_p - E_n)\right] \varphi_{np}(\mathbf{r}) = \sum_q < p|W(\mathbf{r})|q > \varphi_{nq}(\mathbf{r}) \quad (3)$$

dans laquelle

$$< n|W(\mathbf{r})|p > = \int \Phi_n^*(\boldsymbol{\xi}) \, W(\mathbf{r}, \boldsymbol{\xi}) \, \Phi_p(\boldsymbol{\xi}) \, d\xi. \quad (4)$$

Mais le diffuseur n'est pas, en général, dans un état bien déterminé, et il faut faire intervenir la statistique, comme chaque fois que l'on est en présence d'un système thermodynamique comportant un grand nombre de degrés de liberté. Nous désignerons par $P_n$ la probabilité pour que le diffuseur se trouve dans l'état $n$. La valeur moyenne de l'onde diffusée cohérente est :

$$\varphi(\mathbf{r}) = \sum_n P_n \, \varphi_{nn}(\mathbf{r}). \quad (5)$$

C'est ce que J. Yvon a appelé *l'onde optique.*

Lorsqu'on parle de la propagation des neutrons dans un solide, il ne s'agit pas de la propagation de l'onde cohérente $\varphi_{nn}(\mathbf{r})$ correspondant à un état bien déterminé $\Phi_n$ du solide, mais bien à celle de l'onde moyenne $\varphi(\mathbf{r})$. Les écarts entre les ondes cohérentes et l'onde optique traduisent les effets de diffusion.

L'onde $\varphi_{nn}(\mathbf{r})$ satisfait à l'équation :

$$(\nabla^2 + k^2) \, \varphi_{nn}(\mathbf{r}) = \sum_q < n|W(\mathbf{r})|q > \varphi_{nq}(\mathbf{r}).$$

En multipliant par $P_n$ et en sommant, on obtien

$$(\nabla^2 + k^2) \, \varphi(\mathbf{r}) = \sum_{d,p} P_n < n|W(\mathbf{r})|p > \varphi_{np}(\mathbf{r})$$

soit, en isolant au second membre les termes cohérents :

$$(\nabla^2 + k^2) \, \varphi(\mathbf{r}) = \sum_n P_n < n|W(\mathbf{r})|n > \varphi_{nn}(\mathbf{r}) + \sum_{n,p\neq} P_n < n|W(\mathbf{r})|p > \varphi_{np}(\mathbf{r}).$$

Faisons apparaître l'onde optique dans le premier terme du second membre

$$(\nabla^2 + k^2) \, \varphi(\mathbf{r}) = \left\{ \sum_p P_p < p|W(\mathbf{r})|p > \right\} \varphi(\mathbf{r}) + \sum_n P_n \left\{ < n|W(\mathbf{r})|n > - \sum_p P_p < p|W(\mathbf{r})|p > \right\} \varphi_{nn}(\mathbf{r}) + \sum_{nq\neq} P_n < n|W(\mathbf{r})|q > \varphi_{nq}(\mathbf{r}). \quad (6)$$

Chaque terme du second membre correspond à un type de diffusion différent. Le premier traduit la propagation de l'onde optique dans le potentiel moyen :

$$\overline{W}(\mathbf{r}) = \sum_p P_p < p|W(\mathbf{r})|p >. \quad (7)$$

Ce potentiel est d'ailleurs analogue à un indice de réfraction microscopique du cristal (on retrouve directement ici un indice triplement périodique, pour un cristal parfait, comme l'avaient supposé Ewald et Darwin).

Le second terme correspond à la diffusion cohérente proprement dite, c'est-à-dire à la diffusion cohérente en dehors de l'onde optique. C'est ce qu'un opticien appellerait la diffusion sans changement de longueur d'onde (diffusion Rayleigh), et on trouve bien qu'elle provient des fluctuations du diffuseur. Dans le cas des neutrons, ces fluctuations sont de deux natures : fluctuations de position des noyaux et fluctuations de l'orientation des spins des noyaux.

La diffusion incohérente se trouve dans le troisième terme.

3. **Le potentiel d'interaction.** — Nous utiliserons le potentiel phénoménologique introduit par Blatt et Weisskopf qui permet de se libérer de l'approximation de Born. On sait qu'au voisinage d'un noyau, la fonction doit avoir pour comportement asymptotique

$$(1 - a/r) \, f(r).$$

Le fait que $\nabla^2(1/r) = 4\pi \, \delta(r)$ avait conduit Fermi à utiliser un pseudo-potentiel égal à $4\pi a \, \delta(r)$. Mais $(1/r) \, \delta(r)$ n'étant pas une quantité finie, un tel potentiel ne permet pas l'utilisation d'une méthode d'approximations successives car il ne peut pas être appliqué à l'onde diffusée en première approximation, qui est en $1/r$. Pour éviter cette difficulté, Blatt et Weisskopf ont introduit le pseudo-potentiel :

$$V(\mathbf{r}) = 4\pi \, a \, \delta(\mathbf{r}) \, S(\mathbf{r}).$$

$S(\mathbf{r})$ étant un opérateur qui a pour effet de faire sauter toute singularité en $1/r$ ou en $\mathbf{r}/r$. L'opérateur $S(r) = (\partial/\partial r) \, r$ fait bien sauter ces premières mais non les secondes. Pour y arriver, il est nécessaire d'introduire comme l'a fait J. Yvon un opérateur $O$ qui moyenne en direction. On obtient ainsi le pseudo-potentiel

$$V(\mathbf{r}) = 4\pi \, a \, \delta(\mathbf{r}) \lim_{r \to 0} \left(\frac{\partial}{\partial r}\right) rO. \quad (8)$$

$O$ étant un opérateur intégral tel que :

$$O = (1/4\pi) \int d\Omega$$

$d\Omega$ étant l'élément d'angle solide. On peut montrer que le pseudo-potentiel ainsi défini conduit aux mêmes résultats que la méthode rigoureuse des phases. La longueur de diffusion peut être complexe, la partie imaginaire correspondant à la section efficace d'absorption du noyau (réaction et inélastique).

En fait, la longueur de diffusion $a$ est un opérateur de spin :

$$a = a_c + a_I \, \boldsymbol{\sigma} . \mathbf{S}$$

$\sigma$ étant le spin du neutron et $\mathbf{S}$ celui du noyau. Nous pouvons donc séparer l'interaction en 2 parties dont l'une ne dépend pas du spin.

$$V(\mathbf{r}) = V_c(\mathbf{r}) + \boldsymbol{\sigma}.\mathbf{S}.V_I(\mathbf{r}) \tag{9}$$

avec

$$\begin{aligned} V_c(\mathbf{r}) &= 4\pi a_c \,\delta(\mathbf{r})\,(\partial/\partial r)\, r.O \\ V_I(\mathbf{r}) &= 4\pi a_I \,\delta(\mathbf{r})\,(\partial/\partial r)\, r.O. \end{aligned} \tag{10}$$

Considérons un cristal parfait dont les translations principales sont $\mathbf{l}_1$, $\mathbf{l}_2$, $\mathbf{l}_3$ chaque maille élémentaire contient $g$ atomes repérés à partir de l'origine de la maille élémentaire par les vecteurs $\mathbf{j}$. Un atome quelconque est donc défini par le vecteur :

$$\mathbf{R}_{\mathbf{m},j} = \mathbf{m} + \mathbf{j} = m_1\mathbf{l}_1 + m_2\mathbf{l}_2 + m_3\mathbf{l}_3 + \mathbf{j}$$

$m_1$, $m_2$, $m_3$ étant trois entiers quelconques. Dans ces conditions, le potentiel d'interaction sera

$$\begin{aligned} W(\mathbf{r}, \boldsymbol{\xi}) &= W_c(\mathbf{r}) + W_I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\xi}) \\ &= \sum_{\mathbf{m}}\sum_{j}\left\{ V_c(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{\mathbf{m}j}) + \boldsymbol{\sigma}\,\mathbf{S}_{\mathbf{m},j}\, V(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{\mathbf{m},j})\right\}. \end{aligned} \tag{11}$$

## 4. Équation de propagation de l'onde optique.

— Puisque nous avons supposé le réseau rigide, les seuls degrés de liberté du diffuseur sont les spins des noyaux que nous supposerons répartis au hasard, de sorte que :

$$\sum_n P_n < n|\mathbf{S}_{\mathbf{m}.j}|n> = 0. \tag{12}$$

En utilisant l'expression (11) de $W(\mathbf{r}, \boldsymbol{\xi})$, on trouve

$$\begin{aligned} < n|W(\mathbf{r})|p> &= \sum_{\mathbf{m}}\sum_{j} V_c(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{\mathbf{m}.j})\,\delta_{np} \\ &+ \sum_{\mathbf{m}}\sum_{j} < n|\mathbf{S}_{\mathbf{m}j}\,\boldsymbol{\sigma}|p> V_I(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{\mathbf{m}j}). \end{aligned} \tag{13}$$

Le potentiel moyen $\overline{W(\mathbf{r})}$ ne comporte que le premier terme, car la répartition statistique des spins entraîne l'annulation du second terme quel que soit le spin du neutron. L'équation (6) peut alors s'écrire, en regroupant les deux dernières lignes :

$$\begin{aligned} (\nabla^2 + k^2)\,\varphi(\mathbf{r}) &= \sum_{\mathbf{m}}\sum_{j} V_c(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{\mathbf{m}j})\,\varphi(\mathbf{r}) \\ &+ \sum_{n,p} P_n \sum_{\mathbf{m}}\sum_{j} < n|\mathbf{S}_{\mathbf{m}j}.\boldsymbol{\sigma}|p> V_I(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{\mathbf{m}j})\,\varphi_{np}(\mathbf{r}). \end{aligned} \tag{14}$$

Nous allons maintenant donner du second terme une expression approchée qui nous permettra de voir l'influence de la répartition incohérente des spins sur la propagation de l'onde optique. La fonction $\varphi_{np}(\mathbf{r})$ satisfait à l'équation (3) que l'on peut résoudre symboliquement sous la forme :

$$\varphi_{np}(\mathbf{r}) = \sum_q T < p|W(\mathbf{r})|q> \varphi_{nq}(\mathbf{r})$$

$T$ étant l'opérateur $(\nabla^2 + k^2)^{-1}$. En portant cette expression dans (14), nous obtenons :

$$\begin{aligned} (\nabla^2 + k^2)\,\varphi(\mathbf{r}) &= \overline{W}(\mathbf{r})\,\varphi(\mathbf{r}) \\ &+ \sum_n \sum P_n < n|W_I(\mathbf{r})\,TW(\mathbf{r})|q> \varphi_{nq}(\mathbf{r}). \end{aligned}$$

Soit, en faisant à nouveau apparaître l'onde optique dans le second terme :

$$\begin{aligned} (\nabla^2 + k^2)\,\varphi(\mathbf{r}) &= \left\{ \overline{W}(\mathbf{r}) + \sum_n P_n < n|W_I(\mathbf{r})\,TW(\mathbf{r})|n> \right\} \varphi(\mathbf{r}) \\ &+ \sum_n P_n \Big\{ < n|W_I(\mathbf{r})\,TW(\mathbf{r})|n> \\ &\qquad - \sum_p P_p < p|W_I(\mathbf{r})\,TW(\mathbf{r})|p> \Big\}\,\varphi_{nn}(\mathbf{r}) \\ &+ \sum_n \sum_{q\neq} P_n < n|W_I(\mathbf{r})\,TW(\mathbf{r})|q> \varphi_{nq}(\mathbf{r}). \end{aligned} \tag{15}$$

L'opération pourrait se poursuivre, et à chaque étape, nous aurions un opérateur supplémentaire agissant sur $\varphi(\mathbf{r})$, mais dans lequel l'interaction figurerait à une puissance de plus en plus élevée. Nous arrêterons le développement au second ordre, et nous écrirons l'équation de propagation sous la forme :

$$(\nabla^2 + k^2)\,\varphi(\mathbf{r}) = \overline{W}(\mathbf{r})\,\varphi(\mathbf{r}) + \overline{\overline{W}}(\mathbf{r})\,\varphi(\mathbf{r}) \tag{16}$$

avec

$$\overline{\overline{W}}(\mathbf{r}) = \sum_n P_n < n|W_I(\mathbf{r})\,TW(\mathbf{r})|n>. \tag{17}$$

Il nous reste maintenant à faire disparaître les opérateurs de spin de $\overline{\overline{W}}(\mathbf{r})$ par les opérations de moyenne. Remarquons tout d'abord que $T$ et $W_c(\mathbf{r})$ ne dépendant pas des spins, $\overline{\overline{W}}(\mathbf{r})$ ne peut dépendre que de $W_I(\mathbf{r})$ :

$$\overline{\overline{W}}(\mathbf{r}) = \sum_n P_n < n|W_I(\mathbf{r})|n>$$

soit :

$$\begin{aligned} \overline{\overline{W}}(\mathbf{r}) &= \sum_{\mathbf{m}}\sum_{j} V_I(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{\mathbf{m}j})\,TV_I(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{\overline{\mathbf{m}j}}) \\ &\qquad \sum_p P_n < n|(\mathbf{S}_{\mathbf{m}j}\,\boldsymbol{\sigma})^r|n> \\ &+ \sum_m\sum_j\sum_{m'}\sum_{j'} V_I(\mathbf{r}, \mathbf{R}_{\mathbf{m}j})\,TV_I(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{m'j'}) \\ &\qquad \sum_n P_n < n|(\mathbf{S}_{mj}\,\boldsymbol{\sigma})\,(\mathbf{S}_{m'j'}\,\boldsymbol{\sigma})|p>. \end{aligned} \tag{18}$$

Les spins étant répartis au hasard, la seconde ligne s'annule. Calculons la moyenne figurant dans la première ligne. On a :

$$\mathbf{S}.\boldsymbol{\sigma} = S^+\sigma^- + S^-\sigma^+ + S^z\sigma^z.$$

L'élément diagonal de $(\mathbf{S}.\boldsymbol{\sigma})^2$ a donc pour expression

$$< n|S^+S^-\sigma^-\sigma^+ + S^-S^+\sigma^+\sigma^- + S^{r^r}\sigma^{z^r}|n>$$

soit, en utilisant les relations classiques de commutation :

$$< n\left|\frac{S^2}{4} + \sigma^z S^z\right|n> = \frac{S(S+1)}{4} + < n|\sigma^z S^z|n>,$$

La moyenne fait partir le second terme, de sorte qu'il reste :

$$\overline{\overline{W}}(\mathbf{r}) = \sum_{mj} V_I(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{mj})\, TV_I(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{mj}) \frac{S_m(S_m+1)}{4}. \quad (19)$$

On constate encore que $\overline{\overline{W}}(\mathbf{r})$ est indépendant de la polarisation des neutrons, résultats d'ailleurs évidente du fait de la répartition au hasard des spins nucléaires. Il nous reste maintenant à exprimer l'opérateur figurant dans $\overline{\overline{W}}(\mathbf{r})$ sous une forme plus simple. L'opérateur $V_I(\mathbf{r})$ appliqué à une fonction $f(\mathbf{r})$ dont la singularité à l'origine n'est pas plus forte que $1/2$ donne :

$$4\pi\, a_I\, \delta(\mathbf{r})\, \overline{f(0)}.$$

Soit, en développant $\delta(\mathbf{r})$ en intégrale de Fourier.

$$\frac{a_I f(0)}{2\pi^2} \int e^{ik'r}\, dk'$$

d'où :

$$TV_I(\mathbf{r})\, f(\mathbf{r}) = \frac{a_I f(0)}{2\pi^2} \int \frac{1}{\nabla^2 + k^2} e^{ik'r}\, dk' = \frac{a_I f(0)}{2\pi^2} \int \frac{e^{ik'r}}{k^2 - k'^2}\, dk'.$$

Soit, après intégration :

$$TV_I(r)\, f(r) = -2a_I\, f(0)\, e^{ikr}/r$$

$$S(r)\, e^{ikr}/r = (\partial/\partial r)\, e^{ikr} = ik\, e^{ikr}$$

d'où finalement :

$$V_I(r)\, TV_I(r)\, f(r) = -4\pi\, ik\, a_I^2\, f(0)\, \delta(r) = ik\, a_I\, V_I(r)\, f(r). \quad (20)$$

L'équation de propagation de l'onde optique va donc pouvoir se mettre sous la forme très simple :

$$(\nabla^2 + k^2)\, \varphi(r) = \sum_m \sum_i 2\pi\, a_j\, V'(r - R_{mj})\, \varphi(r) \quad (21)$$

avec

$$V'(r) = \delta(r) \lim_{r \to 0} (\partial/\partial r)\, r\, 0. \quad (22)$$

et

$$a = a_c - i(S(S+1)/4)\, a_I^2 . k. \quad (23)$$

On voit donc que le terme supplémentaire joue le rôle d'une absorption correspondant à l'appauvrissement de l'onde optique par la diffusion incohérente qui provient de l'orientation statistique des spins.

5. **Résolution de l'équation de propagation.** — On cherche à résoudre l'équation de propagation (21) par une fonction du type des fonctions de Bloch décrivant le mouvement des électrons dans un solide :

$$\varphi(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}'\mathbf{r}}\, \chi(\mathbf{r}) \quad (24)$$

où $\chi(\mathbf{r})$ est une fonction ayant la périodicité du réseau :

$$\chi(\mathbf{r}) = \chi(\mathbf{r} + \mathbf{m}). \quad (25)$$

Cette triple périodicité entraîne :

$$V'(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{mj})\, \varphi(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{mj})\, \chi_{oj}\, e^{i\mathbf{k}'\mathbf{R}_{mj}} \quad (26)$$

$\chi_{oj}$ sont des constantes que l'on déterminera ultérieurement en écrivant que la solution $\varphi(\mathbf{r})$ ainsi construite conduit bien aux relations précédentes. La condition de compatibilité de ces $g$ équations à $g$ inconnues déterminera $k'$ en fonction de $k$. Construisons tout d'abord la fonction

En portant la fonction de Bloch (24) dans l'équation de propagation (21) on obtient :

$$(\nabla^2 + k^2)\, \chi(r)\, e^{i\mathbf{k}'.\mathbf{r}} = 4\pi \sum_m \sum_j a_j\, \delta(\mathbf{r} - \mathbf{m} - j)\, \chi_{oj}\, e^{i\mathbf{k}'(\mathbf{m}+\mathbf{j})}.$$

Soit, en utilisant le développement de Fourier de la fonction de Dirac :

$$(\nabla^2 + k^2)\, \chi(\mathbf{r})\, e^{i\mathbf{k}'.\mathbf{r}} = \frac{1}{2\pi^2} \sum_j a_j\, \chi_{oj} \sum_{\mathbf{m}} \int e^{i\mathbf{k}''(\mathbf{r}-\mathbf{m}-\mathbf{j})}\, e^{i\mathbf{k}'(\mathbf{m}+\mathbf{j})}\, d\mathbf{k}'' = \frac{1}{2\pi^2} \sum_j a_j\, \chi_{oj} \int \sum_{\mathbf{m}} e^{i(\mathbf{k}'-\mathbf{k}'')\mathbf{m}}\, e^{i(\mathbf{k}'-\mathbf{k}'')\mathbf{j}}.$$

Or :

$$\sum_{\mathbf{m}} e^{i(\mathbf{k}'-\mathbf{k}'')\mathbf{m}} = \frac{8\pi^3}{V_0} \sum_{\mathbf{M}} \delta(\mathbf{k}' - \mathbf{k}'' - \mathbf{M})\, e^{i\mathbf{k}''\mathbf{r}}\, d\mathbf{k}''.$$

dans laquelle $V_0$ est le volume de la maille élémentaire. La sommation sur $\mathbf{M}$ doit être étendue à tous les nœuds du réseau réciproque [1] d'où

$$(\nabla^2 + k^2)\, \chi(\mathbf{r})\, e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} = \frac{4\pi}{V_0} \sum_m \sum_j a_j\, \chi_{oj}\, e^{i\mathbf{M}.\mathbf{j}}\, e^{i(\mathbf{k}'\mathbf{M})\mathbf{r}}. \quad (27)$$

La fonction $\chi(\mathbf{r})$ qui est périodique peut être développée en série de Fourier :

$$\chi(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{M}} C(\mathbf{M})\, e^{i\mathbf{M}.\mathbf{r}}. \quad (28)$$

Les coefficients $C(\mathbf{M})$ se déterminent en portant cette série dans l'équation (27).

On obtient ainsi pour l'onde optique :

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{4\pi}{V_0} \sum_{\mathbf{M}} \left\{ \sum_j a_j\, \chi_{oj}\, e^{i\mathbf{M}\mathbf{j}} \right\} \frac{e^{i(\mathbf{M}+\mathbf{k}')}}{k^2 - (\mathbf{M} + \mathbf{k}')^2}. \quad (29)$$

Les seuls termes importants de cette série sont ceux pour lesquels le dénominateur est petit. Deux cas peuvent se présenter, correspondant à deux types différents de propagation.

*a*) Il n'y a aucun vecteur $\mathbf{M}$ tel que $(\mathbf{M} + \mathbf{k}')^2$ soit voisin de $k^2$, $k'$ restant lui-même voisin de $k$. Le seul grand terme correspond à $\mathbf{M} = 0$. C'est la *propagation normale* dans laquelle la structure triplement périodique du cristal n'intervient pas On a alors :

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{4\pi}{V_0} \Sigma_j\, a_j\, \chi_{oj}\, e^{i\mathbf{k}'.\mathbf{r}}\, (k^2 - k'^2)^{-1}. \quad (30)$$

[1] $\mathbf{M} = M_1 \mathbf{L}_1 + M_2 \mathbf{L}_2 + M_3 \mathbf{L}_3$ ; $M_1$, $M_2$, $M_3$ sont trois entiers et $\mathbf{L}_1 = 2\pi \dfrac{\mathbf{l}_2 \wedge \mathbf{l}_3}{\mathbf{l}_1(\mathbf{l}_2 \wedge \mathbf{l}_3)}$.

Si nous portons cette expression dans (26) :

$$4\pi a_{j'} \chi_{oj'} = 4\pi a_{j'} \sum_{j'} \frac{4\pi}{V_0} a_j \chi_{oj} \frac{1}{k^2 - k'^2}.$$

En éliminant $\chi_{oj}$ on obtient :

$$k'^2 - k^2 = \sum_j \frac{4\pi}{V_0} a_j$$

d'où l'indice de réfraction :

$$n = \frac{k'}{k} = 1 - \frac{1}{k^2} \sum_j \frac{4\pi a_j}{V_0}. \quad (31)$$

Cet indice est, en général complexe, la partie imaginaire provenant soit de l'absorption vraie, soit de la diffusion incohérente. Dans le cas de noyaux dénués de spin, seule l'absorption vraie produit un affaiblissement de l'onde optique.

*b*) Il existe un vecteur **M** différent de zéro tel que $(\mathbf{k}' + \mathbf{M})$ soit voisin de $k'^2$, donc de $k^2$. Il y a alors *réflexion de Bragg* sur le plan réticulaire **M**. Deux ondes peuvent se propager simultanément dans le cristal :

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{4\pi}{V_0} \left\{ \sum_j \frac{a_j \chi_{oj}}{k^2 - k'^2} + \sum_j \frac{a_j \chi_{oj} e^{-i\mathbf{M}j}}{k^2 - (\mathbf{k}' + \mathbf{M})^2} \right\} e^{i\mathbf{k}'\mathbf{r}} + f(\mathbf{r}). \quad (32)$$

Les termes groupés dans $f(\mathbf{r})$ sont petits partout, sauf au voisinage des noyaux où ils présentent une singularité en $1/2$. Nous les négligerons dans la suite du calcul puisque les opératsurs d'interaction ont été construits de façon à faire sauter de telles singularités. L'opérateur $V'(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{mj})$ appliqué à la fonction $\varphi(\mathbf{r})$ nous donne :

$$\chi_{oj} = 4\pi n_0 = \left\{ \sum_{j'} \frac{a_{j'} \chi_{oj'}}{k^2 + k'^2} + \sum_{j'} \frac{a_{j'} \chi_{oj'} e^{-i\mathbf{M}j'}}{k^2 - (\mathbf{k}' + \mathbf{M})^2} e^{i\mathbf{M}j} \right\}. \quad (33)$$

On pose :

$$C_1 = 4\pi n_0 \sum_j \frac{a_j \chi_{oj}}{k^2 - k'^2} \quad (34)$$

$$C_2 = 4\pi n_0 \sum_j \frac{a_j \chi_{oj} e^{-i\mathbf{M}j}}{k^2 - (\mathbf{k}' + \mathbf{M})^2}$$

d'où

$$\chi_{oj} = C_1 + C_2 e^{i\mathbf{M}j}. \quad (35)$$

Les deux constantes $C_1$ et $C_2$ sont donc déterminées par le système homogène

$$C_1 = 4\pi n_0 \sum_j a_j \frac{1}{k^2 - k'^2} \{ C_1 + C_2 e^{i\mathbf{M}j} \} \quad (36)$$

$$C_2 = 4\pi n_0 \sum_j a_j \frac{1}{k^2 - (\mathbf{k}' + \mathbf{M})^2} (C_1 + C_2 e^{i\mathbf{M}j}).$$

Soit

$$(k^2 - k'^2 - \alpha) C_1 - \beta^+ C_2 = 0$$

$$-\beta^- C_1 + (k^2 - (\mathbf{k}' + \mathbf{M})^2 - \alpha) C_2 = 0 \quad (37)$$

avec

$$\alpha = \sum_j \frac{4\pi}{V_0} a_j$$

$$\beta^{\pm} = \frac{4\pi}{V_0} \sum_j a_j e^{\pm i\mathbf{M}j}. \quad (38)$$

La condition de compatibilité des équations (37) permet de déterminer $k'$ en fonction de $k$, c'est-à-dire l'indice du cristal ; elle s'écrit :

$$(k^2 - k'^2 - \alpha)(k^2 - (\mathbf{k}' - \mathbf{M}) - \alpha) = \beta^+ \beta^-. \quad (39)$$

Cette équation à deux solutions $k'_1$ et $k'_2$. La solution générale de l'équation de propagation de l'onde optique $\varphi(\mathbf{r})$ dans le cristal s'écrit donc, avec deux constantes arbitraires :

$$\varphi(\mathbf{r}) = A_1[e^{i\mathbf{k}'_1\mathbf{r}} + \xi_1 e^{i(\mathbf{k}'_1+\mathbf{M})\mathbf{r}}] + A_2[e^{i\mathbf{k}'_2\mathbf{r}} + \xi_2 e^{i(\mathbf{k}'_2+\mathbf{M})\mathbf{r}}] \quad (40)$$

dans lequel

$$\xi_{1,2} = \frac{k^2 - k_{1,2} - \alpha}{\beta^+}. \quad (41)$$

Cette fonction cosrespond à quatre ondes se propageant deux par deux en sens inverse. Deux correspondent aux ondes normales transmises ou réfléchies avec des lois analogues à celles de l'optique habituelle, les deux autres correspondent à des ondes ayant subies des réflexions de Bragg.

6. **Propagation dans un cristal de dimensions finies.** — Les deux constantes $A_1$ et $A_2$, ainsi que la direction de propagation peuvent être déterminées si on se donne un cristal de forme donné irradié par une onde plane de neutrons. Pour simplifier le problème, nous supposerons que le cristal est limité par deux plans parallèles $P$ et $P'$ distants de 1. Le faisceau de neutrons tombe sur le cristal en faisant un angle $\theta_0$ avec la normale aux faces de la lame. La fonction d'onde incidente, à l'extérieur du cristal est :

$$\varphi_0(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}.\mathbf{r}}.$$

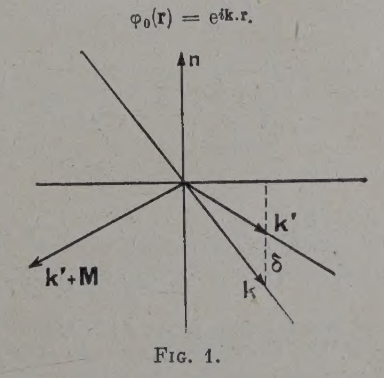



FIG. 1.

A l'intérieur l'onde optique se compose d'une onde « normale »

$$\varphi_n(\mathbf{r}) = A_1 e^{i\mathbf{k}'_1.\mathbf{r}} + A_2 e^{i\mathbf{k}'_2.\mathbf{r}}$$

et d'une onde réfléchie suivant les lois de Bragg :

$$\varphi_B(\mathbf{r}) = A_1 \xi_1 e^{i(\mathbf{k}'_1+\mathbf{M})\mathbf{r}} + A_2 \xi_2 e^{i(\mathbf{k}'_2+\mathbf{M})\mathbf{r}}.$$

La continuité de $\varphi_n(\mathbf{r})$ et de $\varphi_B(\mathbf{r})$ sur le plan entraîne :

$$\mathbf{k}'_1 = \mathbf{k} + \delta_1 \mathbf{n} \qquad \mathbf{k}'_2 = \mathbf{k} + \delta_2 \mathbf{n}$$

étant le vecteur unitaire normal au plan $P$ $\delta_1$ et $\delta_2$ sont les racines de l'équation obtenue en exprimant, dans l'équation (39) $\mathbf{k}_{1,2}$ en fonction de $\delta_{1,2}$. Les indices de réfraction des neutrons étant très peu différents de l'unité, $\delta_1$ et $\delta_2$ sont petits et on peut écrire :

$$k'^2_{1,2} = k^2 + 2\delta_{1,2}\, \mathbf{k}.\mathbf{n}$$

$$(\mathbf{k}'^2_{1,2} + \mathbf{M}) = (\mathbf{k} + \mathbf{M})^2 + 2\delta_{1,2}(\mathbf{k} + \mathbf{M})\, \mathbf{n}.$$

Utilisóns le fait que nous sommes au voisinage d'une réflexion de Bragg, c'est-à-dire que $\mathbf{k}'$ est voisin d'un vecteur $\mathbf{k}_B$ tel que

$$(\mathbf{k}_B + \mathbf{M}_0)^2 = k^2.$$

Nous supposerons que $k = k_B + \varepsilon$ et que l'angle de $\mathbf{k}$ avec $\mathbf{k}_B$ est $\theta - \theta_0$. Un calcul élémentaire montre que l'équation à laquelle doit satisfaire $\delta$ est :

$$\delta^2 - \left(\frac{\alpha}{2k}\left(\frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{\gamma_B}\right) - \frac{\Delta}{\gamma_B}\right) \frac{\delta + \alpha^2 - \beta^+ \beta^- - 2\alpha k \Delta}{4\gamma_0 \gamma_B k^2} \tag{42}$$

avec

$$\Delta = \varepsilon k \cos 2\theta_B + 2(\theta - \theta_B)\, Mk \cos \theta_B \tag{42'}$$

$\gamma_0$ et $\gamma_B$ désignant les cosinus des angles de la normale au plan $P$ avec les vecteurs $\mathbf{k}$ et $\mathbf{k} + \mathbf{M}$. Cette équation a pour racines :

$$\delta = \delta_0 \pm \Psi \tag{43}$$

avec

$$\delta_0 = \frac{\alpha}{4k}\left(\frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{\gamma_B}\right) - \frac{\Delta}{2k\gamma_B} \tag{43'}$$

$$\Psi = \frac{1}{2}\left[\frac{\beta^+ \beta^-}{k^2 \gamma_0 \gamma_B} + \left(\frac{\alpha}{2k}\left(\frac{1}{\gamma_B} - \frac{1}{\gamma_0}\right) - \frac{\Delta}{2k\gamma_B}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}.$$

D'une façon générale, l'onde à l'intérieur du cristal peut être mise sous la forme :

$$\begin{aligned} \varphi(\mathbf{r}) &\equiv \varphi_1(\mathbf{r})\, \varphi_B(\mathbf{r}) \\ &= [A_1\, e^{i\Psi x} + A_2\, e^{i\Psi x}]\, e^{i\delta_0 x}\, e^{i\mathbf{k}.\mathbf{r}} \\ &+ [\xi_1 A_1\, e^{i\Psi x} + \xi_2 A_2\, e^{-i\Psi x}]\, e^{i\delta_0 x}\, e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{M})\mathbf{r}} \end{aligned} \tag{44}$$

$x$ étant la distance du point $\mathbf{r}$ considéré à la face d'entrée P. Les deux constantes $A_1$ et $A_2$ doivent être déterminées par les conditions aux limites. Celles-ci sont très différentes suivant que le vecteur de propagation de l'onde diffractée $\varphi_B$, $\mathbf{k}' + \mathbf{M}$, est dirigé par rapport à la normale $\mathbf{n}$ dans le même sens que $\mathbf{k}'$ ou en sens inverse. Le premier cas correspond à des neutrons diffractés « transmis » (cas Laue), le second à des neutrons diffractés « réfléchis » (cas Bragg).

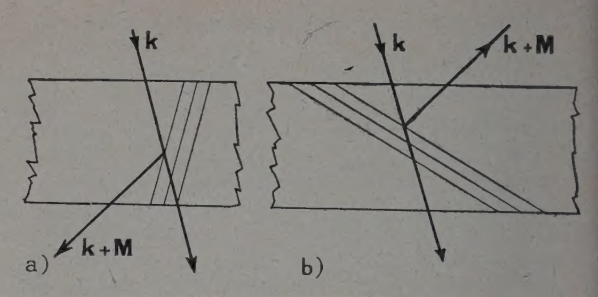



FIG. 2. — *a*) Cas Laue ; *b*) Cas Bragg.

Lorsqu'il y a transmission, l'onde $\varphi_B(\mathbf{r})$ est nulle sur le plan d'entrée P :

$$\xi_1 A_1 + \xi_2 A_2 = 0. \tag{45}$$

Lorsqu'au contraire il y a réflexion, l'onde $\varphi_B(\mathbf{r})$ est nulle sur le plan de sortie P' :

$$\xi_1 A_1\, e^{i\Psi l} + \xi_2 A_2\, e^{-i\Psi l}. \tag{46}$$

Les formules que nous venons d'établir permettent de discuter tous les cas possibles. Elles conduisent malheureusement à des expressions algébriquement très lourdes dans lesquelles nous n'entrerons pas. On en trouve un exposé très complet dans le livre de Zachariasen [4] auquel nous renvoyons le lecteur.

## APPENDICE A

**Influence de l'agitation thermique sur la diffusion cohérente.** — Dans cet article, nous avons considéré des noyaux disposés aux nœuds d'un réseau rigide, alors qu'en réalité les atomes sont en mouvement incessant, même au zéro absolu. Nous allons développer un formalisme qui mettra en évidence l'influence des mouvements atomiques sur la propagation de l'onde optique. Créant du désordre, l'agitation thermique a pour effet d'augmenter la diffusion incohérente, donc de produire un affaiblissement supplémentaire de l'onde optique. Les interférences sont également rendues plus floues, les ondes diffusées par les différents noyaux n'étant plus rigoureusement en phase. Il en résulte une diminution apparente de la longueur de diffusion, que l'on traduit par le facteur de Debye-Waller. Nous ne traiterons que ce second effet, le plus important.

1. Nous désignerons par $\mathbf{u}(\mathbf{m}, j)$ le déplacement de l'atome $\mathbf{m}$, $j$, et par

$$\mathbf{R}_{\mathbf{m}j} = \mathbf{m} + \mathbf{j} + \mathbf{u}(\mathbf{m}, j)$$

sa position instantanée. L'opérateur d'interaction neutron-cristal peut alors s'écrire

$$W(\mathbf{r}) = 4\pi \sum_{\mathbf{m}} \sum_{j} a_j\, \delta(\mathbf{r} - \mathbf{M}_{\mathbf{m}j}) \lim_{\mathbf{r} \to \mathbf{M}_{\mathbf{m}j}} \frac{\partial}{\partial r}(r\mathcal{O}).$$

Nous allons introduire l'opérateur

$$< p|\mathcal{V}_{mj}(\mathbf{r})|q >$$

qui agit sur les coordonnées du neutron. Cet opérateur a pour expression :

$$< p|\mathcal{V}_{mj}(\mathbf{r})|q > = 4\pi a_j < p|\mathcal{S}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{mj}) \lim_{\mathbf{r}\to\mathbf{R}_{mj}} \frac{\partial}{\partial r} r\mathcal{O}|q >.$$

Pour donner une forme plus maniable à cet opérateur, nous allons le faire agir sur une fonction $f(\mathbf{r})$ que nous supposerons développable en série de Fourier, et ne présentant pas, au voisinage de $\mathbf{r} = \mathbf{R}_{mj}$ de singularités plus forte que

$$\frac{r'_{mj}}{1} \quad [\mathbf{r}'_{mj} = \mathbf{r} - \mathbf{R}_{mj}].$$

L'opérateur $\frac{\partial}{\partial r'_{mj}} r'_{mj} \mathcal{O}$ aurait pour effet de supprimer toute singularité en $1/r'_{mj}$, de sorte qu'on peut supposer la fonction $f(\mathbf{r})$ régulière. Posons :

$$f(\mathbf{r}) = \int e^{i\mathbf{k}.\mathbf{r}} F(\mathbf{k})\, d\mathbf{k}.$$

Nous allons tout d'abord montrer que l'on peut écrire

$$g_{pq}(\mathbf{r}) = < p|\mathcal{V}_{mj}(\mathbf{r})|q > f(\mathbf{r}) = \int e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} G_{pq}(\mathbf{k})\, d\mathbf{k}$$

où $G_{pq}(\mathbf{k})$ s'obtient à partir de $F(\mathbf{k})$ au moyen d'un opérateur intégral

$$\mathcal{V}_{mj}(\mathbf{r}) f(\mathbf{r}) = 4\pi a_j\, \delta(\mathbf{r} - \mathbf{m} - \mathbf{j} - \mathbf{u}(\mathbf{m}, j)) \int F(\mathbf{k})\, e^{i\mathbf{k}(\mathbf{m}+\mathbf{j}+\mathbf{u}_{mj})}\, d\mathbf{k}$$

$$= \frac{a_j}{2\pi^2} \iint e^{i\mathbf{k}'\mathbf{r}} F(\mathbf{k})\, e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')(\mathbf{m}+\mathbf{j}+\mathbf{u}(\mathbf{m},j))}\, d\mathbf{k}\, d\mathbf{k}'$$

d'où

$$G_{pq}(\mathbf{k}') = \frac{a_j}{2\pi^2} \int F(\mathbf{k})\, H_{pq}(\mathbf{k} - \mathbf{k}')\, d\mathbf{k}.$$

avec

$$H_{pq}(\mathbf{K}) = < p|e^{i(\mathbf{K})\mathbf{u}(\mathbf{m}j)}|q > e^{i(\mathbf{K})(\mathbf{m}+\mathbf{j})}.$$

On aurait peine à reconnaître la théorie de Debye-Waller sous cette forme un peu abstraite où elle est pourtant contenue toute entière.

La transformée de Fourier de $H_{pq}(\mathbf{K})$ est

$$k_{pq}(\mathbf{r}) = \int e^{i\mathbf{k}(\mathbf{m}+\mathbf{j}-\mathbf{r})} < p|e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\mathbf{u}(\mathbf{m},j)}|q > d\mathbf{k}.$$

En appliquant le théorème de convolution à $G_{pq}(k)$, on trouve

$$G_{pq}(\mathbf{k}') = \frac{a_j}{2\pi^2} \int f(\mathbf{r})\, h_{pq}(\mathbf{r})\, e^{-i\mathbf{k}'\mathbf{r}}\, d\mathbf{r}.$$

Donc $g_{pq}(\mathbf{r})$ est égale au produit de $k_{pq}(\mathbf{r}, \mathbf{m}_j)$ par la fonction

$$< p|\mathcal{V}_{mj}(\mathbf{r})|q > f(\mathbf{r}) = g_{pq}(\mathbf{r}) = h_{pq}(\mathbf{r}, \mathbf{m}j)\, f(\mathbf{r}).$$

S'il n'y a pas de déplacement des atomes, $hZ(\mathbf{r}, \mathbf{m}j)$ se réduit à

$$h_{pq}(\mathbf{r}, \mathbf{m}j) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{m} - j)\, \delta_{pq}.$$

Dans le cas général, $h_{pq}(\mathbf{r}, \mathbf{m}_j)$ produit le fait qu'un noyau en mouvement ne peut plus être traduit par un potentiel en fonction de Dirac, car il se trouve réparti dans un élément de volume autour de sa position moyenne.

2. Considérons le potentiel moyen $\overline{\overline{W}}(\mathbf{r})$. Nous n'avons alors à envisager que les termes diagonaux dont il faut prendre la moyenne. La donnée expérimentalement importante est l'intensité cohérente diffusée suivant une certaine direction. Plutôt que l'opérateur lui-même, c'est donc plutôt l'opérateur agissant dans l'espace réciproque que nous devons calculer.

$$\overline{H} = \sum_p P_p < p|e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\mathbf{u}(mj)}|p > e^{i(k'-k)(\mathbf{m}+\mathbf{j})}.$$

Un calcul classique montre que

$$\sum_p P_p < p|e^{i(k-k')\mathbf{u}(\mathbf{m}j)}|p > = e^{-Q_D(T)}$$

où

$$Q_D(T) = (\mathbf{k}' - \mathbf{k})^2 . D(T)$$

est le facteur de Debye-Waller. De la forme du noyau $H(\mathbf{K})$, on déduit. *a*) La propagation de l'onde optique « normale » n'est pas affectée par l'agitation thermique, non plus que l'indice du cristal, résultat bien connu. *b*) Les ondes cohérentes diffusées suivant une certaine direction de réflexion de Bragg correspondant à un point **M** du réseau réciproque seront affectées par le facteur de Debye-Waller.

Pour préciser encore le sens du facteur de Debye, nous allons chercher l'inverse de Fourier de $H(\mathbf{K})$ qui est facilement déterminable. On trouve sans difficultés :

$$\overline{h}(\mathbf{r}) = \frac{\pi\sqrt{\pi}}{D^{3/2}} e^{-(\mathbf{m}+\mathbf{j}-\mathbf{r})^2}.$$

Il apparaît sur cette formule que $D$ correspond au carré moyen du déplacement du noyau autour de sa position d'équilibre.

Manuscrit reçu le 31 juillet 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Darwin (C. G.), *Phil. Mag.*, 1914, **27**, 325, 675.
[2] Ewald (P. P.), *Ann. Physik*, 1917, **54**, 519, 577.
[3] Mauguin (C.), *J. Physique Rad.*,
[4] Zachariasen, Theory of X Ray diffraction in crystals, 1945.
[5] Seitz et Goldberger, *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 294.
[6] Yvon (J.), Communication privée.

# INTERACTIONS DES PROTONS DE 1 GeV AVEC LES NOYAUX LOURDS ET LÉGERS.

## 1. — EMPLOI D'ÉMULSIONS PHOTOGRAPHIQUES DILUÉES. SECTIONS EFFICACES D'INTERACTION. MODES DE RÉACTION.

Par GEORGES PHILBERT,
Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires, Collège de France, Paris.

1. **Introduction.** — Les propriétés essentielles des interactions des protons de 1 GeV avec les noyaux légers (C, N, O) et lourds (Br, Ag) de l'émulsion photographique ont été rapportées dans des publications récentes [1], [2], [3], [4], [5]. Nous nous proposons de préciser des résultats préliminaires et de les analyser plus complètement. Dans un premier article nous donnerons quelques indications sur la technique des émulsions diluées mise en œuvre au cours de nos recherches et traiterons des sections efficaces d'interaction et des modes de réaction. Dans le deuxième article nous étudierons les propriétés de l'émission des particules chargées.

2. **Technique des émulsions diluées.** — Une des difficultés d'interprétation des expériences de physique nucléaire telles que les noyaux cibles sont ceux contenus dans l'émulsion photographique est la variété des atomes constituant cette émulsion. Aux énergies élevées, la structure détaillée du noyau cible joue un rôle secondaire et il est possible de classer les noyaux en trois groupes : *a*. les protons libres : noyaux H ; *b*. les noyaux légers (C, N, O) dont le nombre de masse moyen est $A = 14$ ; *c*. les noyaux lourds (Ag, Br) dont le nombre de masse moyen est $A = 93$.

Considérons le cas des noyaux complexes. La distinction entre les interactions d'une particule primaire avec les noyaux lourds et légers est assez difficile ; un critère systématique dont l'utilisation a été tentée [6] est celui qui fait appel aux propriétés de la barrière de potentiel. Il est admis que les réactions nucléaires aux grandes énergies se font en deux étapes : *a*) processus de cascade aboutissant à un noyau intermédiaire ; *b*) désintégration de ce noyau intermédiaire au cours du processus d'évaporation. Dans le cas d'un noyau intermédiaire lourd, la barrière de potentiel rend improbable l'émission de particules ayant une énergie inférieure à une certaine énergie limite (9 MeV pour les particules de charge 2 ; 4,5 MeV pour les particules de charge 1 dans les cas d'un noyau de nombre de masse $A \approx 95$).

Au contraire les niveaux excités des noyaux légers ont une forte probabilité de désexcitation par émission de particules chargées, et notamment de particules $\alpha$. Dans ces conditions la distinction entre les étoiles dues à l'interaction d'une particule primaire avec un noyau léger ou avec un noyau lourd repose sur l'émission ou la non-émission d'une particule $\alpha$ de moins de 9 MeV ou d'un proton (deuton ou triton) de moins de 4,5 MeV. Ce critère prête à diverses objections :

*a*. Il existe des chocs de type nucléon-nucléon lié sans excitation ou avec excitation très faible du noyau résiduel (Duke et al. [9]).

*b*. Dans les cas des noyaux intermédiaires lourds hautement excités, la déformation de la surface nucléaire entraîne un abaissement de la barrière de potentiel. D'autre part il peut y avoir émission de fragments qui se désintègrent eux-mêmes selon les modes habituels pour les noyaux légers, c'est-à-dire avec émission de particules $\alpha$ de faible énergie.

*c*. Pour les noyaux légers, il n'est pas impossible *a priori* d'envisager des processus d'interaction ne faisant pas intervenir un noyau intermédiaire. D'autre part, pour les énergies d'excitation élevées, il est difficile d'affirmer que la désintégration conduit toujours à l'émission de particules de faible énergie. En effet de tels noyaux pourraient être totalement dissociés avant que les niveaux correspondants aient été atteints. Cette éventualité paraît *a priori* d'autant plus probable que l'énergie des particules incidentes est plus élevée.

Pour ces diverses raisons, le critère de la barrière de potentiel doit être examiné de très près avant d'être pris en considération d'une manière systématique. En fait son degré de validité paraît dépendre de l'énergie des particules incidentes. D'après Muirhead et Rosser [8] il est confirmé par l'expérience dans le cas de protons de 125 MeV. Au contraire dans celui de protons de 1 GeV il se trouve violé dans la proportion de 15 % pour les noyaux lourds, de 60 % pour les noyaux légers [5]. Par une méthode différente McKeague aboutit à un résultat analogue au nôtre.

Dans ces conditions l'application des méthodes statistiques différentielles basées sur les résultats expérimentaux obtenus dans des émulsions de compositions différentes apparaît comme une méthode

intéressante. L'emploi systématique d'émulsions enrichies en gélatine (dites diluées) a jusqu'ici été seulement l'objet d'un travail de Lees, Morrison et al. [11] relatif aux interactions de protons de 125 MeV. Il semble que la possibilité d'utiliser cette technique à des énergies plus élevées ait été mise en doute. Nos recherches ne justifient pas cette attitude. Un intérêt supplémentaire des émulsions diluées provient de la réalisation dans les laboratoires de champs magnétiques très intenses, susceptibles de dévier notablement les particules chargées sur de courtes distances. L'utilisation de cette méthode conduira à rechercher des émulsions dont la diffusion multiple sera faible, donc des émulsions à teneur en halogénure d'argent réduite. Les expériences ont été faites avec des émulsions diluées $G_5\,4\times$ et $G_5\,2\times$ dont la composition est rappelée (tableau I).

TABLEAU I

| Éléments Nombre atomes/cm² ($\times 10^{-27}$) | I | Br | Ag | S | O | N | C |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $G_5$ nor | 0,011 | 1,03 | 1,04 | 0,02 | 1,02 | 0,29 | 1,36 |
| $G_5\,2\times$ | 0,013 | 0,729 | 0,736 | 0,02 | 1,17 | 0,46 | 1,82 |
| $G_5\,4\times$ | 0,008 | 0,462 | 0,455 | 0,01 | 1,40 | 0,63 | 2,32 |

Ces émulsions ont été exposées au faisceau de protons de 0,95 GeV du synchrotron de Birmingham et développées dans un révélateur à l'amidol (1). Le temps de développement a été de 2 heures à 18 °C. Dans certains cas un voile d'argent colloïdal a nécessité un traitement dans une solution d'acide chlorhydrique à 1/10 000.

Les densités de grains des traces de particules au minimum d'ionisation sont en moyenne de 22 grains/100 μ et 14 grains/100 μ dans les émulsions $G_5\,2\times$ et $G_5\,4\times$ respectivement.

Après traitement dans une solution de glycérine à 6 % les facteurs d'affaissement sont de 1,50 ($G_5\,2\times$) et de 1,15 ($G_5\,4\times$).

Les traces du faisceau de protons (parallèle au plan de la surface de l'émulsion) sont suivies facilement, mais la durée de l'exploration d'une longueur de traces déterminée est sensiblement plus élevée que dans l'émulsion $G_5$ normale.

L'exploration en volume a un rendement sensiblement moins bon dans les émulsions $G_5\,4\times$ que dans les émulsions normales ; non seulement les événements 1p et 2p mais aussi les événements 3p sont pour la plupart omis.

La valeur de la densité de grains d'une trace de particule en fonction du rapport $E/\mu$ de son énergie cinétique à sa masse au repos μ a été déterminée expérimentalement pour $E/\mu < 0{,}07$ dans l'émulsion $G_5\,4\times$. Des trajectoires de mésons μ ont été utilisées. Par extrapolation des résultats de Vigneron et Philbert [12] et de Muirhead et Rosser [13], nous avons admis que les parcours dans l'émulsion $G_5\,4\times$ étaient égaux à 1,25 fois les parcours dans l'émulsion $G_5$ nor. Nous donnons les points de Bosley et Muirhead, — qui ne sont pas en très bon accord avec les nôtres (*fig.* 1). Pour $E/\mu > 0{,}15$, il n'existe aucune détermination expérimentale, et il est donc impossible de tirer des renseignements valables relatifs à l'énergie des particules à partir des densités de grains des traces. Nous reviendrons sur ce point à propos de la distinction entre traces de gerbe et traces grises (cf. deuxième article).

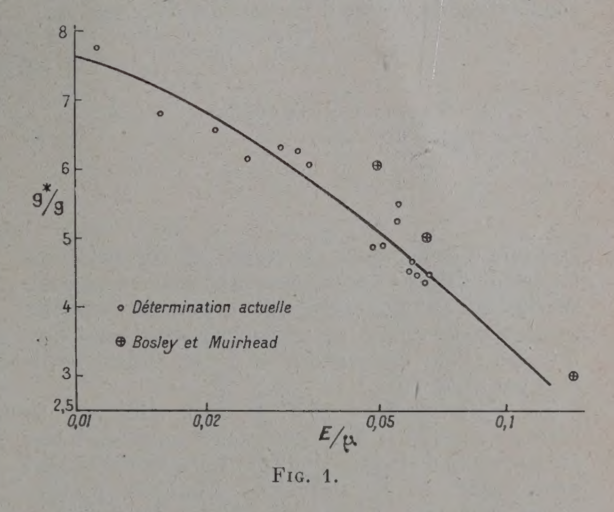



Fig. 1.

(1) Formule : Sulfite de sodium anhydre ... 90 g
Acide borique ... 175 g
Bromure de potassium ... 4 g
Amidol ... 22 g
Eau ... 5 l

3. **Modes d'interaction. Libres parcours moyens d'absorption des protons de 1 GeV dans les émulsions diluées. Sections efficaces d'absorption avec les noyaux complexes.** — La comparaison des résultats obtenus dans 2 émulsions de concentrations en halogénure d'argent différentes permet d'atteindre certaines des propriétés des interactions avec les noyaux légers de l'émulsion d'une part, avec les noyaux lourds d'autre part.

Une autre méthode (Lock [6], McKeague [10]) consiste à utiliser le critère de la barrière sous sa

forme simplifiée, (émission de particules $\alpha$) : sont classées comme interactions avec les noyaux légers celles où il y a émission d'une particule $\alpha$ d'énergie inférieure à 9 MeV et telles que le nombre total de charges émises soit inférieur à 10. Les résultats obtenus sont valables sous réserve :

*a.* que les contaminations mutuelles ne soient pas trop gênantes ; c'est précisément un des résultats de notre étude ; les propriétés des interactions des protons de 1 GeV avec les noyaux légers ou lourds ne sont pas fondamentalement différentes

*b.* que les interactions avec les noyaux légers n'aient pas des propriétés sensiblement différentes suivant qu'il y a émission d'une particule $\alpha$ (50 % de cas) ou non. Ce point demande à être prouvé par l'expérience. D'après nos résultats, il n'y a certainement pas contradiction absolue ; mais leur précision statistique ne permet pas une vérification rigoureuse.

Dans le cas où cela paraîtra utile nous comparerons les résultats obtenus par la méthode de statistique différentielle avec ceux obtenus par application du critère de la barrière de potentiel.

Une interaction avec émission de $n$ particules chargées est appelée événement $n$p. Les événements 1p sont, soit des diffusions (interactions élastiques) proton-noyau complexe, soit des réactions (interactions inélastiques) proton-noyau complexe. Les événements 2p sont des réactions inélastiques proton-noyau complexe, ou bien des interactions élastiques ou inélastiques p-p (proton-proton) libre. Ces événements ont été étudiés par différents auteurs [5] et nous ne nous y intéressons pas. Les événements $n$p ($n \geqslant 3$) sont tous des réactions avec un noyau complexe.

Sont considérés comme phénomènes ayant l'apparence d'une diffusion élastique proton-noyau complexe tous les événements tels que les particules incidente et émergente ont même ionisation apparente, dans la limite des erreurs statistiques. Pratiquement la perte d'énergie des protons de 1 GeV doit être au moins de 200 MeV pour être décelable.

Les traces de protons de 0,95 GeV ont été explorées sur une longueur de 91,28 mètre dans l'émulsion $G_5$ 4×, de 44,77 mètre dans l'émulsion $G_5$ 2×. Dans le tableau II sont rapportés les nombres d'événements observés. Les phénomènes à aspect de diffusion sont classés en deux catégories suivant que l'angle des trajectoires parcourues par les particules incidente et émergente est $\theta < 5°$ ou $\theta > 5°$. (Pour les angles $\theta < 1°$ les diffusions ne sont pas repérables.)

TABLEAU II

| Émulsion | Longueur | Arrêts | Diffusions | | Étoiles | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | $1° < \theta < 5°$ | $\theta > 5°$ | 1p | 2p | $n$p ($n \geqslant 3$) |
| $G_5$ 4× | 91,28 m | 3 | 74 | 14 | 12 | 37 | 140 |
| $G_5$ 2× | 44,77 m | 2 | 46 | 14 | 4 | 16 | 71 |

La détermination des sections efficaces de réaction avec les noyaux complexes exige qu'il soit tenu compte de la présence des interactions proton-proton libre et des diffusions élastiques proton-noyau complexe. La section efficace d'interaction (élastique et inélastique) proton-proton à 1 GeV est de 49 mb. D'autre part tous les phénomènes à aspect de diffusion pour $\theta < 5°$ sont considérés comme des diffusions vraies ; les sections efficaces de diffusion élastique d'angle $\theta > 5°$ (système laboratoire) sont supposées égales à

$$\int_{\theta=5°}^{\theta=180°} \frac{d\sigma_d}{d\theta}\, d\theta = 78 \text{ mb pour } A = 93$$

$$\int_{\theta=5°}^{\theta=180°} \frac{d\sigma_d}{d\theta}\, d\theta = 31 \text{ mb pour } A = 14$$

($d\sigma_d/d\theta$ est la section efficace différentielle de diffusion élastique).

Les libres parcours moyens pour les interactions inélastiques proton-noyau complexe dans l'émulsion $G_5$ 2× et $G_5$ 4× se déduisent des résultats expérimentaux corrigés d'après les données précédentes :

$$L_{G_5\,2\times} = (47{,}6^{+5{,}7}_{-4{,}6}) \text{ cm}$$

$$L_{G_5\,2\times} = (53{,}7^{+4{,}4}_{-3{,}7}) \text{ cm.}$$

Le libre parcours moyen $L_{G_5\,\text{nor}}$ dans les émulsions $G_5$ nor se déduit des résultats de Lock [7] et de McKeague [10] :

$$L_{G_5\,\times 2\,\text{nor}} = 37{,}4^{+1{,}0}_{-1{,}0} \text{ cm.}$$

La considération de la composition des émulsions permet, à partir des valeurs de $L_{G_5\,\text{nor}}$ et de $L_{G_5\,4\times}$ de calculer celle de $L_{G_5\,2\times}$, soit $L_{G_5\,2\times} = 44{,}6$ cm. La différence avec la valeur expérimentale ne dépasse pas l'erreur statistique.

Des libres parcours moyens se déduisent les sections efficaces de réaction. Il est possible d'utiliser, soit les valeurs de $L_{G_5\,4\times}$ et $L_{G_5\,\text{nor}}$, soit celle de $L_{G_5\,\text{nor}}$ et la moyenne pondérée de $L_{G_5\,2\times}$ et $L_{G_5\,4\times}$. La précision statistique est la même dans les deux cas. Nous obtenons ainsi

$$\sigma_r^{A=14} = (219^{+45}_{-45}) \text{ mb} \qquad \sigma_r^{A=94} = (1\,010 \pm 60) \text{ mb}$$

à partir de $L_{G_5\,\text{nor}}$ et de $L_{G_5\,4\times}$

et

$$\sigma_r^{A=14} = (202^{+45}_{-45}) \text{ mb} \quad \sigma_r^{A=94} = (1\,035 \pm 60) \text{ mb}$$

à partir de $L_{G_5 \text{ nor}}$, d'une part, de $L_{G_5 2\times}$ et $L_{G_5 4\times}$ d'autre part.

Il convient d'observer que les deux statistiques ne sont pas indépendantes.

Nos résultats peuvent être comparés à ceux obtenus à partir de déterminations de transmission. L'interpolation des données de Chen, Leavitt et Shapiro (protons de 0,87 GeV [14]), de Booth et Ledley (protons de 0,9 GeV [21]) fournit :

$$\sigma_r^{A=94} = (970 \pm 30) \text{ mb}$$

$$\sigma_r^{A=14} = (230 \pm 25) \text{ mb (Chen)}$$

$$\sigma_r^{A=14} = (255 \pm 20) \text{ mb (Booth)}.$$

Les différences entre ces résultats et les nôtres sont de l'ordre des erreurs expérimentales ou statistiques. L'accord général entre les valeurs obtenues par la méthode de l'émulsion et celles obtenues par des mesures de transmission indique que les hypothèses sur les sections efficaces de diffusion élastique et sur les probabilités d'émission de particules secondaires chargées sont correctes. La signification des résultats expérimentaux sera discutée dans une autre publication [22].

4. **Diffusions élastiques.** — L'observation des phénomènes de diffusion dans l'intervalle angulaire $\theta > 5°$ est délicate. Tous les phénomènes ne sont pas repérés ; l'efficacité de l'observation dépend de l'azimut (angle entre le plan parallèle à la surface de l'émulsion et le plan défini par les traces incidente et émergente). Cette dépendance est plus ou moins grande suivant l'observateur. Dans ces conditions il est très difficile de tirer les conclusions sûres de résultats expérimentaux.

Nous rapportons les résultats obtenus par l'un des observateurs pour lequel l'influence de l'azimut ne paraît pas trop élevée (Tableau III). Les angles sont donnés dans le système du laboratoire, qui se confond pratiquement pour des noyaux de nombre de masse $A \geqslant 12$ avec le système du centre de masses.

TABLEAU III

| Angle de diffusion | Nombre d'événements observés | | |
|---|---|---|---|
| | $G_5$ 2× (20,66 m) | $G_5$ 4× (45,3 m) | Total (66 m) |
| 0° — 1° | — | — | (20) |
| 1° — 2° | 14 | 16 | 30 |
| 2° — 3° | 13 | 9 | 22 |
| 3° — 4° | 6 | 5 | 11 |
| 4° — 5° | 9 | 1 | 10 |

Le nombre de diffusions indiqué pour les angles compris entre 0° et 1° a été extrapolé de celui observé dans l'intervalle angulaire 1° — 2° par application de la théorie de la diffraction sous la forme simple (répartition angulaire de la forme $d\sigma_d(\theta)/d\theta = 2\sigma_d J^2(k_0 R \sin\theta)/\sin\theta$ où $R$ est le rayon nucléaire au sens de Fernbach, Serber et Taylor et $k_0$ le nombre d'ondes de la particule incidente). Le libre parcours moyen pour la diffusion d'angle $\theta$ quelconque dans une émulsion dont la composition serait $1{,}12 . 10^{22}$ atomes lourds/cm³, et $3{,}94 . 10^{22}$ atomes légers/cm³ est donc de $70 \pm 7$ cm. Dans une telle émulsion le libre parcours pour les réactions est de 51 cm environ.

Le rapport des sections efficaces de diffraction et d'absorption, supposé indépendant du noyau est donc :

$$\sigma_d/\sigma_a \approx 0{,}70$$

et le rapport de la section efficace totale

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_d$$

à la section efficace d'absorption

$$\sigma_t/\sigma_a \approx 1{,}70.$$

Cette valeur est en bon accord avec celle de Coor et al. [15] pour des neutrons de 1,4 GeV. Elle est compatible avec les résultats de la théorie approximative de Fernbach, Serber et Taylor [16]. La répartition angulaire des diffusions (*fig.* 2), correspond à la distribution prévue pour la théorie. Une comparaison précise est sans intérêt en raison de la faible précision des résultats.

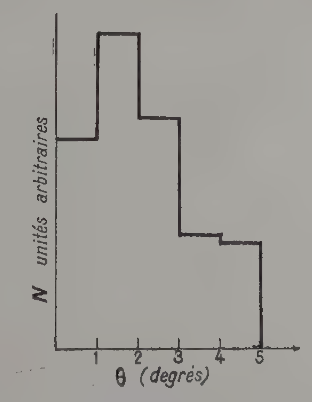



Fig. 2. — Répartition angulaire des diffusions pour $\theta < 5°$. Composition de l'émulsion $G_5$ 2× + $G_5$ 4×.

5. **Probabilité des différents modes de réaction, classés suivant le nombre de particules chargées émises.** — Les phénomènes observés ont été classés suivant le nombre de particules chargées émises. Nous ne considérons que les interactions avec un noyau complexe. Nous avons donc retranché du nombre total d'événements 2p le nombre d'événements correspondant à des interactions proton-proton libre, déduit de la section efficace d'interaction proton-proton libre. Dans le tableau IV sont reportés les nombres d'événements des différents types $n$p observés dans les émulsions $G_5$ 2× et $G_5$ 4×. Les événements 1p et 2p notés comme observés dans les émulsions $G_5$ 2× lors de l'exploration en volume résultent d'une normalisation à partir des données provenant de l'exploration le long des traces. Il en est de même pour les événements 1p, 2p et 3p observés dans les émulsions $G_5$ 4×. Les résultats relatifs à l'émulsion $G_5$ normale sont dus à Lock et McKeague [7], [10].

TABLEAU IV

| Nombre de branches | $G_5$ 4× Le long des traces | $G_5$ 4× Volume | $G_5$ 4× Total (440 m) | $G_5$ 4× Le long des traces | $G_5$ 4× Volume | $G_5$ 4× Total (151 m) | $G_5$ nor (McKeague) Total (320 m) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0 | 2 | (6) | 8 | — | — | — | 2 |
| 1 | 19 | (66) | 85 | 10 | (25) | 35 | 90 |
| 2 | 22 | (73) | 95 | 8 | (20) | 28 | 161 |
| 3 | 24 | (81) | 105 | 6 | 27 | 33 | 112 |
| 4 | 27 | 85 | 114 | 17 | 23 | 40 | 105 |
| 5 | 41 | 82 | 123 | 13 | 42 | 55 | 108 |
| 6 | 19 | 67 | 86 | 7 | 32 | 39 | 89 |
| 7 | 20 | 54 | 74 | 9 | 25 | 34 | 61 |
| 8 | 6 | 45 | 51 | 6 | 16 | 22 | 46 |
| 9 | 5 | 23 | 28 | 4 | 4 | 8 | 30 |
| 10 | 1 | 11 | 12 | 5 | 5 | 10 | 24 |
| 11 | 1 | 10 | 11 | 2 | 3 | 5 | 16 |
| 12 | — | 3 | 3 | 1 | 1 | 2 | 7 |
| 13 | 1 | 7 | 8 | 1 | — | 1 | 7 |
| 14 | 1 | 1 | 2 | — | 1 | 1 | 2 |
| 15 | — | 1 | 1 | — | 1 | 1 | 2 |
| 16 | 1 | — | 1 | — | — | — | — |
| 18 | — | — | — | — | 1 | 1 | — |

Les valeurs, calculées par la méthode statistique différentielle, des sections efficaces pour les réactions des divers types $n$p avec les noyaux légers d'une part et les noyaux lourds d'autre part sont reportées tableau V. Il n'a pas été tenu compte des résultats obtenus avec l'émulsion $G_5$ 2× dont l'utilisation ne conduirait à aucune amélioration de la précision statistique. Les événements de type $n$p tels que $n > 9$ ont été placés dans un seul groupe. Les probabilités individuelles de réaction des types 10p, 11p, 12p, etc., avec les noyaux lourds sont obtenues directement à partir de la proportion relative des nombres d'événements correspondants observés dans les émulsions de diverses compositions et la section efficace globale de réaction de type $n$p ($n > 9$). Les valeurs sont données dans le tableau VI.

TABLEAU V

| Nombre de branches | $\sigma_r^{A=14}$ $(10^{-27})$ cm² | $\sigma_r^{A=94}$ $(10^{-27})$ cm² |
|---|---|---|
| 1 | $20{,}5^{+14}_{-19}$ | $108{,}6^{+28}_{-18}$ |
| 2 | $-0{,}2^{+15}_{-19}$ | $241{,}0^{+36}_{-36}$ |
| 3 | $26{,}8^{+15}_{-14}$ | $133{,}5^{+31}_{-31}$ |
| 4 | $40{,}9^{+11}_{-10}$ | $106{,}7^{+23}_{-25}$ |
| 5 | $46{,}8^{+10}_{-9}$ | $102{,}4^{+25}_{-25}$ |
| 6 | $26{,}5^{+8}_{-7}$ | $100{,}0^{+13}_{-13}$ |
| 7 | $30{,}1^{+8}_{-8}$ | $54{,}2^{+13}_{-13}$ |
| 8 | $18{,}9^{+6}_{-6}$ | $45{,}3^{+16}_{-15}$ |
| 9 | $6{,}6^{+4}_{-4}$ | $36{,}5^{+11}_{-12}$ |
| > 9 | $3{,}0^{+4}_{-5}$ | $82{,}1^{+18}_{-17}$ |

TABLEAU VI

Réaction avec les noyaux lourds
Sections efficaces pour les réactions de type $n$p ($n > 9$).

| $n$ | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 | 18 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\sigma_{(r)}^{A=14}$ | $30{,}8^{+6}_{-6}$ | $25{,}2^{+5}_{-5}$ | $8{,}6^{+3}_{-3}$ | $12{,}0^{+3}_{-3}$ | $3{,}4^{+2}_{-2}$ | $2{,}6^{+2}_{-2}$ | 0,8 | 0,8 |

Nous obtenons pour nombre moyen de particules chargées émises dans les réactions avec les noyaux légers et avec les noyaux lourds les valeurs suivantes :

$$\langle n \rangle = 5{,}04 \quad \text{pour les noyaux légers}$$

$$\langle n \rangle = 4{,}49 \quad \text{pour les noyaux lourds.}$$

Par application du critère de la barrière de potentiel, McKeague obtient :

$< n > = 4{,}95$ pour les noyaux légers

$< n > = 4{,}94$ pour les noyaux lourds.

Les résultats sont donc semblables. Une comparaison plus précise est celle des deux distributions des étoiles de réactions obtenues l'une par la méthode du critère de la barrière de potentiel (McKeague), l'autre par notre méthode différentielle statistique. Cette comparaison est faite pour les noyaux légers (*fig.* 3). Les distributions

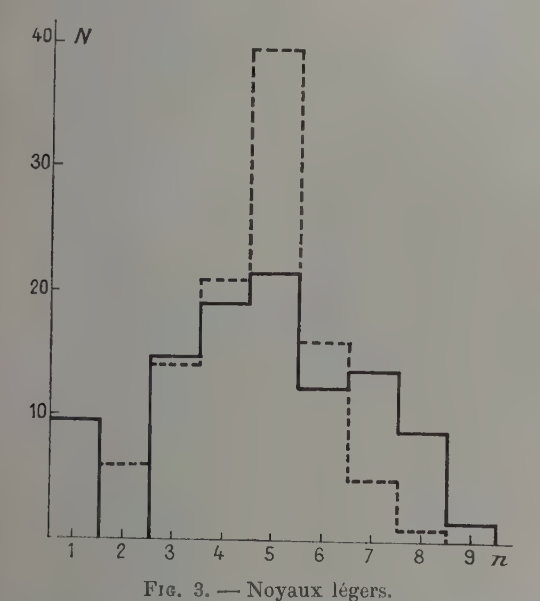



Fig. 3. — Noyaux légers.

Nombre d'événements $N$ observés en fonction du nombre de branche $n$.
(Normalisation telle que $\Sigma N = 100$).
——— D'après McKeague.
— — — — Statistiques différentielles.

ne sont pas sensiblement différentes. Notre méthode donne une proportion un peu plus faible des réactions de type 1p avec les noyaux lourds que celle de Lock et McKeague. La différence provient de ce que cette dernière conduit à attribuer à des interactions avec les noyaux lourds les événements de type (p ; pn) et (p ; pn $\pi^0$) provenant de réactions avec les noyaux légers.

Pour les noyaux légers, la similitude des distributions signifie que la probabilité d'émission d'une particule $\alpha$ d'énergie inférieure à 9 MeV ne dépend pas sensiblement du nombre total de particules émises. Les résultats expérimentaux tendraient tout au plus à indiquer une probabilité d'émission plus faible dans les réactions de type 7p et 8p, mais l'erreur statistique ne permet pas de conclure avec certitude. Du moins est-il possible d'éliminer l'hypothèse avancée à propos des réactions de protons de faible énergie ($E$ = 125 MeV), et d'ailleurs peut-être valable en ce cas, selon laquelle les réactions de type 3p et 4p auraient une probabilité moins forte de donner lieu à l'émission d'une particule $\alpha$ de faible énergie. Quant aux réactions de type (p ; pn) ou (p ; pn $\pi^0$) dont l'existence a été mise en évidence par Burcham, Symonds et Young [17], elles échappent tout naturellement aux études faites au moyen du critère de la barrière de potentiel.

Dans l'exploration le long des traces, nous avons observé, pour une longueur de 102 mètres, 19 événements pouvant être considérés comme des interactions proton-proton libre ou proton-proton lié à un noyau (collisions élastiques ou inélastiques). Le libre parcours moyen pour les interactions proton-proton libre étant 5 mètre, 4 événements au plus devraient pouvoir être interprétés comme des collisions proton-proton lié. Notre étude, bien que ne permettant pas une conclusion certaine, ne paraît pas appuyer l'hypothèse avancée par McEwen et England [19] selon laquelle les collisions quasi-élastiques proton-proton se feraient avec un proton lié à un noyau léger (en ce cas en effet le nombre d'événements quasi-élastiques relevé devrait être de 7 et le total des événements proton-proton de 27 $\pm$ 5). De toute façon des recherches de Hughes, March, Muirhead et Lock [2] et des nôtres se déduit de façon certaine l'inexistence de collisions inélastiques simples de type proton-proton lié.

Nous nous proposons aussi de donner une évaluation approximative du nombre de cas dans lesquels l'interaction d'un proton de 1 GeV avec un noyau léger aboutit à la rupture complète de celui-ci en protons, deutons, tritons et particules $\alpha$. D'après McKeague les particules chargées émises dans les réactions avec les noyaux légers se divisent en deux groupes d'importance à peu près égale : particules $\alpha$ d'une part ; protons, deutons et tritons d'autre part. Une réaction conduisant à un noyau $^6Li$ ou $^7Li$ serait donc de type 3p si elle se produit avec un noyau $^{12}C$, de type 4p si elle se produit avec un noyau $^{16}O$. Nous pouvons admettre que les sections efficaces des réactions de type de 3p pour $^{12}C$ et de type 4p pour $^{16}O$ sont à peu près égales. Dans ces conditions les sections efficaces moyennes de réaction aboutissant à un noyau tel que $^6Li$ ou $^7Li$ seraient de l'ordre de 40 mb. En fait il y aurait lieu de tenir compte également des réactions telles que le noyau résiduel ait un recul suffisant pour être compté comme trace. Le nombre de telles réactions est faible. Compte tenu de la section efficace de réaction (p ; pn) et (p ; pn $\pi^0$) la probabilité pour qu'un noyau ne se désintègre pas totalement en particules de charge inférieure à 3 est de 0,3. Dans le cas des réactions provoquées par des protons de 125 MeV, Muirhead et Rosser donnent une probabilité de 0,4.

6. **Modes de réaction particuliers.** — Sur un total de 175 événements de désintégration de noyaux légers, nous avons relevé 2 événements correspondant à une réaction

$$^{12}C + p \to 3\alpha + p$$

et 1 événement correspondant à une réaction

$$^{16}O + p \to 4\alpha + p.$$

Dans les trois cas, la réaction s'explique par une collision p-particule α. La probabilité de ce processus est donc de l'ordre de 0,015, beaucoup plus faible qu'aux énergies de 200-300 MeV [18].

7. **Conclusions.** — Les conclusions essentielles qui se dégagent de cette première partie de notre étude sont les suivantes :

1° Les émulsions diluées telles que les émulsions Ilford $G_5$ 4× peuvent être employées avec succès dans l'étude des phénomènes de haute énergie.

2° Les sections efficaces d'absorption des protons de 1 GeV pour les noyaux sont environ de 220 mb pour les noyaux de nombre de masse $A = 14$ et de 1 000 mb pour les noyaux de nombre de masse $A = 93$. Les sections efficaces de diffusion ne sont pas en désaccord avec celles que prévoit la théorie de Fernbach, Serber et Taylor. L'ensemble des résultats est en concordance générale avec ceux obtenus au moyen de méthodes autres que celle de l'émulsion photographique.

3° Les nombres moyens de particules chargées émises par réaction sont à peu près les mêmes pour les désintégrations de noyaux lourds et pour les désintégrations de noyaux légers. Mais les répartitions des nombres d'événements suivant les divers modes de réaction sont très différents. La probabilité de réaction à 1 ou 2 particules chargées émises est de l'ordre de $0,3_5$ pour les noyaux lourds, de l'ordre de 0,1 pour les noyaux légers.

4° La probabilité d'une désintégration totale d'un noyau léger en protons, deutons, tritons et particules α est de 0,7 environ.

5° Les modes de désintégration de type $^{16}O(p\,;\,p,\,4\alpha)$ $^{12}C(p\,;\,p,\,3\alpha)$ sont peu fréquents (proportion 1 ou 2 %).

Ce travail résulte d'une collaboration entre le laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires du Collège de France (Paris) et le Physics Department de l'Université de Birmingham. J'exprime ma reconnaissance aux Prs Moon et Joliot qui ont rendu possible cette collaboration. Je remercie également les Drs Lock, Symonds et Goldsack qui ont bien voulu assurer les expositions et participer à la discussion des résultats.

La difficile exploration le long des traces est due en partie à Mme Meschonnic et à M. Blaive qui y ont apporté la plus grande attention.

Manuscrit reçu le 8 octobre 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Philbert (G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 875.
[2] Philbert (G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 944.
[3] Philbert (G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 2547.
[4] Philbert (G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **243**, 141.
[5] Philbert (G.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 75.
[6] Lock (W. O.), March (P. V.), Muirhead (H.) et Rosser (W. G.), *Proc. Roy. Soc.*, 1955, A **230**, 222.
[7] Lock (W. O.), March (P. V.) et McKeague (R.), *Proc. Roy. Soc.*, 1955, A **231**, 368.
[8] Muirhead (H.) et Rosser (W. G.), *Phil. Mag.*, 1955, **46**, 1952.
[9] Duke (P. J.), Lock (W. O.), March (P. V.), Gibson (W. M.), McKeague (R.), Hughes (I. S.) et Muirhead (H.), *Phil. Mag.*, 1955, **46**, 877.
[10] McKeague (R.), *Proc. Roy. Soc.*, 1956, A **236**, 104.
[11] Lees, Morrison, Muirhead et Rosser, *Phil. Mag.*, 1953, **44**, 304.
[12] Vigneron (L.) et Philbert (G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **237**, 1675.
[13] Bosley (W.) et Muirhead (H.), *Phil. Mag.*, 1952, **43**, 63.
[14] Chen (F.), Leavitts (C. P.) et Shapiro (F. F.), *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 1857.
[15] Coor (T.), Hill (D. A.), Hornyah (W. F.), Smith (L. W.) et Smith (G.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 1369.
[16] Fernbach (S.), Serber (R.) et Taylor (T. B.), *Phys. Rev.*, 1949, **15**, 1352.
[17] Burcham (W. E.), Symonds (J. L.) et Young (J. D.), *Proc. Phys. Soc.*, 1955, **68**, 1001.
[18] Cuer (P.), Combe (J.) et Samman (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 75.
[19] McEwen (J. G.) et England (J. B. A.), *Phil. Mag.*, 1957, **2**, 241.
[20] Hughes (I. S.), March (P. V.), Muirhead (H.) et Lock (W. O.), *Phil. Mag.*, 1957, **2**, 215.
[21] Booth et Ledley, *Proc. Roy. Soc.*,
[22] Philbert (G.), (à paraître).

# PRÉVISIONS DE LA TEMPÉRATURE DE CURIE POUR DIFFÉRENTS TYPES DE RÉSEAUX

Par G. FOURNET,
École Supérieure de Physique et Chimie.

**1. Introduction.** — Il existe un très grand nombre de travaux consacrés à la théorie des phénomènes coopératifs, ces phénomènes régissant aussi bien les propriétés ferromagnétiques des corps que les modifications ordre-désordre des alliages. Nous avons déjà signalé [3] que la théorie d'Yvon [22] fournit, sous forme d'un développement illimité, une solution complète et exacte de ces phénomènes pour le modèle communément admis (modèle d'Ising). Nous rappelons selon Yvon les principales définitions de ce modèle : 1° La structure électronique du milieu n'est pas envisagée d'une manière explicite. 2° Le réseau est considéré comme rigide, indépendant de la température ; les vibrations thermiques sont négligées. 3° Le seul phénomène d'agitation thermique dont il est tenu compte est la possibilité pour les ions d'échanger leur position ou leur état (spin parallèle ou antiparallèle). 4° Les différentes probabilités que l'on peut avoir à calculer pour estimer l'état du réseau sont régies par *la thermodynamique statistique classique*. 5° Une seule donnée importe alors : c'est l'énergie potentielle qui est associée à une distribution microscopique quelconque. 6° On admet que l'énergie potentielle totale est la somme des énergies éventuelles des ions pris deux à deux.

Nous avons déjà obtenu à partir de la théorie d'Yvon des prévisions théoriques en bon accord avec les observations expérimentales relatives aux modifications ordre-désordre des alliages Cu-Zn [3] $AuCu_3$ [5, 6] et CuPt [9] aussi bien pour l'ordre à grande distance en fonction de la température que pour les anomalies de chaleur spécifique ou la diffusion des rayons X en dehors des directions de diffraction sélective. Nous nous sommes également servis de la théorie d'Yvon au cours d'études sur la loi de Vegard [7] et sur l'ordre à petite distance dans les solutions solides de substitution [4, 8].

Nous voulons dans le présent article procéder à un autre test de la théorie d'Yvon : le calcul de la température de Curie $T_c$ relative à chaque type de réseau cristallin. De très nombreux travaux ont été consacrés à cette question ; ils concernent le modèle déjà décrit et supposent en outre que seule intervient l'énergie potentielle mutuelle $W_I$ des premiers voisins ; tous les résultats obtenus (exprimés à partir de la valeur du rapport $W_I/kT_c$) sont des résultats approchés sauf pour les réseaux plans à bases carré [13, 16] triangulaire [15, 18] et hexagonale [15, 18] ; on pourra consulter à ce sujet l'exposé d'ensemble de Rushbrooke [17]. *L'intérêt de notre travail sera donc de pouvoir connaître la valeur logique et la précision des résultats de la théorie d'Yvon sans faire intervenir la véracité du modèle d'Ising.*

**2. Rappel de la théorie d'Yvon.** — Pour simplifier nous désignons par l'indice A les ions qui sont aimantés parallèlement au champ et par l'indice B ceux qui sont aimantés antiparallèlement. Il suffit de déterminer les nœuds du réseau occupés par les ions A pour connaître, par différence, les sites occupés par les ions B. C'est cette idée que Yvon a exploitée théoriquement ; le problème posé se ramène au calcul de la répartition d'une seule espèce d'ions à condition de choisir [22] pour énergie potentielle mutuelle $W_{ij}$ d'un couple d'ions situés l'un sur le nœud i l'autre sur le nœud j

$$W_{ij} = W_{\substack{AA\\ ij}} + W_{\substack{BB\\ ij}} - 2W_{\substack{AB\\ ij}}$$

(où $W_{\substack{AB\\ ij}}$ par exemple désigne l'énergie potentielle mutuelle de deux ions : un ion A sur le nœud i et un ion B sur le nœud j) et pour énergie provenant du champ de forces extérieures

$$U_i = U_{\substack{A\\ i}} - U_{\substack{B\\ i}}$$

$U_{\substack{A\\ i}}$ étant le potentiel des forces extérieures agissant sur l'ion A situé au nœud i. L'interprétation physique des énergies $W_{ij}$ réside dans les interactions d'échange ; nous savons que dans le cas des phénomènes ferromagnétiques les quantités $W_{ij}$ sont négatives, les interactions facilitant les états « parallèles ».

Pour pouvoir comparer nos déterminations avec celles déjà obtenues (cf. paragraphe I) nous supposons que les énergies $W_{ij}$ sont toutes nulles sauf quand i et j sont en position de premiers voisins ; nous désignons la valeur correspondante par $W_I$ et nous posons pour simplifier des expressions ultérieures

$$x = e^{\frac{W_I}{2kT}}.$$

Dans ces conditions Yvon a montré que l'ordre

à grande distance dans un réseau cristallin était défini par une équation du type suivant

$$\frac{U_i}{kT} + \log A_i + \sum_{j \neq i} \log A_{ij}$$
$$+ \sum_{j \neq i} \sum_{\substack{k \neq j \\ k \neq i}} \log A_{ijk} + \ldots \equiv f_i = \text{Constante} \quad (1)$$

où les $A_i$, $A_{ij}$, $A_{ijk}$, etc... sont des paramètres que l'on peut calculer par ailleurs. Les indices i, j, k... servent à repérer les différents nœuds du réseau ; nous mettons un indice i à la quantité f puisque la sommation du membre de gauche de (I) est effectuée autour du nœud i.

Les résultats déjà obtenus par Yvon ou par nous-mêmes [3] ainsi que la méthode de calcul des $A_{ij}$ ... développée dans le paragraphe (4) du présent article vont nous permettre de faire quelques remarques sur le calcul de l'expression (1).

Le terme $\log A_{ij}$ concerne deux nœuds : le nœud i considéré et un nœud j quelconque différent du nœud i ; la valeur de $\log A_{ij}$ est nulle [22] quand l'énergie d'interaction $W_{ij}$ entre les ions placés en i et j est nulle. Avec nos hypothèses nous ne devons donc prendre en compte que les premiers voisins de l'atome i pour effectuer la somme par rapport à l'indice j. Le début de l'expression (1) est donc :

$$f_i = \frac{U_i}{kT} + \log A_i + z_i \log A_{ij} + \ldots \quad (2)$$

où $z_i$ est le nombre de premiers voisins du nœud i. De même $\log A_{ijk}$ (où les nœuds i, j, k doivent être tous différents) ne présente de valeurs différentes de zéro que lorsque les énergies $W_{ij}$, $W_{jk}$ et $W_{ki}$ sont toutes différentes de zéro ; les nœuds j et k qu'il faut considérer dans le troisième terme de (1) doivent donc être à la fois premiers voisins entre eux et premiers voisins du nœud i. Les différents calculs que nous avons effectués dans ce domaine nous ont montré que les nœuds i j k l..., etc... d'un terme $\log A_{ijkl}$ ... non nul doivent être reliés entre eux par une chaîne continue de nœuds premiers voisins, cette chaîne partant et aboutissant au nœud i autour duquel on effectue la statistique. Nous voyons ainsi comment est limité le nombre de termes qu'il convient de prendre en compte dans l'expression (1) ; nous appliquerons ces considérations dans le paragraphe 4.

3. **Détermination de la température de Curie.** — Yvon obtient l'équation de l'aimantation spontanée en remarquant qu'en absence de champ extérieur la probabilité pour observer une aimantation dans un sens (état I) est la même que celle correspondant à l'aimentation de sens contraire (état II).

Si nous désignons par $n_1$ la probabilité de trouver sur un nœud quelconque du réseau un ion dont le moment magnétique est parallèle à la direction générale d'aimantation, nous pouvons poser pour l'état I, en définissant ainsi un paramètre $s$,

$$n_1 = (1/2) + (s/2) ; \quad \text{(état I)}$$

nous devons alors pour l'état II écrire

$$n_1 = 1 - \left(\frac{1}{2} + \frac{s}{2}\right) = \frac{1}{2} - \frac{s}{2}. \quad \text{(état II)}$$

Les valeurs des différents $\log A_{ij}$ dépendent de $n_1$ et donc de $s$ ; l'équation de l'aimantation spontanée

$$(f_i)_{\text{état I}} = (f_i)_{\text{état II}}$$

peut donc se noter par

$$f_i(s) - f_i(-s) = 0. \quad (4)$$

Dans ces conditions la température de Curie est définie par

$$\left\{\frac{\partial}{\partial s}\left[f_i(s) - f_i(-s)\right]\right\}_{\text{pour } n_1 = \frac{1}{2}} = 0. \quad (5)$$

En remarquant que $s = 0$ correspond à $n_1 = 1/2$ l'équation (5) devient

$$2\left\{\frac{\partial}{\partial s}\left[f_i(s)\right]\right\}_{\text{pour } s=0} = 0 ; \quad (6)$$

en tenant compte de la définition de $f_i$ nous pouvons mettre (6) sous la forme

$$\left[\frac{\frac{\partial}{\partial s}A_i(s)}{A_i(s)} + \sum_j \frac{\frac{\partial}{\partial s}A_{ij}(s)}{A_{ij}(s)} + \sum_j \sum_k \frac{\frac{\partial}{\partial s}A_{ij}k(s)}{A_{ij}k(s)} + \ldots\right]_{\text{pour } s=0} = 0. \quad (7)$$

Pour simplifier notre exposé nous conviendrons de noter plus simplement

$$\dot{A}_{ij} = \left[\frac{\partial}{\partial s}A_{ij}\ldots(s)\right]_{s=0}$$
$$A_{ij} = A_{ij}\ldots(o)$$

le point remplaçant l'indication de la dérivée par rapport à $s$ et la considération des valeurs pour $s$ égal à zéro étant sous-entendue.

De même nous poserons également

$$a_{ij} = \frac{\dot{A}_{ij}}{A_{ij}}$$

ce qui permet d'écrire (7) sous la forme

$$a_i + \sum_j a_{ij} + \sum_j \sum_k a_{ijk} + \ldots = 0. \quad (8)$$

Nous venons de voir ainsi comment la structure de l'expression (1) est liée au calcul des températures de Curie ; nous allons donc dans le prochain paragraphe examiner la forme de $f_i$ pour différents types de réseau.

**4. Équation de la température de Curie pour différents types de réseau.** — Ces équations concernent uniquement des termes $A_{ijk}$ ... ; pour simplifier nos notations nous notons $A_4$ par exemple tous les termes $A_{ijkl}$ concernant 4 nœuds ; s'il existe plusieurs types de termes à 4 nœuds nous écrivons pour les différencier $A_{4,1}$ $A_{4,2}$, etc...

Une représentation commode d'un terme $A_n$ consiste dans une figure à $n$ nœuds dans laquelle chaque couple de nœuds premiers voisins entre eux est lié par un segment de droite. Au moyen d'un tel graphique nous pouvons représenter la situation de 4 nœuds, situés au sommet d'un tétraèdre régulier et tous premiers voisins entre eux par la figure 1. La figure 2 signifie que i j k sont tous premiers voisins entre eux, mais que l, premier voisin de j et k, n'est pas premier voisin de i.

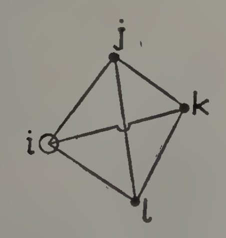



Fig. 1.

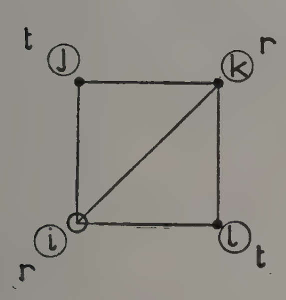



Fig. 2.

Dans toutes ces figures les nœuds ordinaires sont notés par un point tandis que le nœud autour duquel on effectue la statistique est noté par une circonférence.

Réseau plan a base carrée. — Nous allons chercher l'expression de $f_i$ dans un tel réseau. Nous savons déjà qu'au terme $A_1$ nous devons ajouter quatre termes $A_2$. Il n'existe pas de terme en $A_3$. Les termes $A_{4.1}$ (cf. *fig.* 4) sont au nombre de 4 puisque nous pouvons border un nœud i quelconque du réseau par quatre carrés a, b, c, d (cf. *fig.* 3). Les termes à 5 nœuds n'existent pas. Les termes $A_{6.1}$ sont au nombre de 8 puisque chaque carré tel que a peut être bordé par des carrés tel que a' et a''. Les 4 termes $A_{6.2}$ correspondant au groupement ab, bc, cd et da des carrés élémentaires.

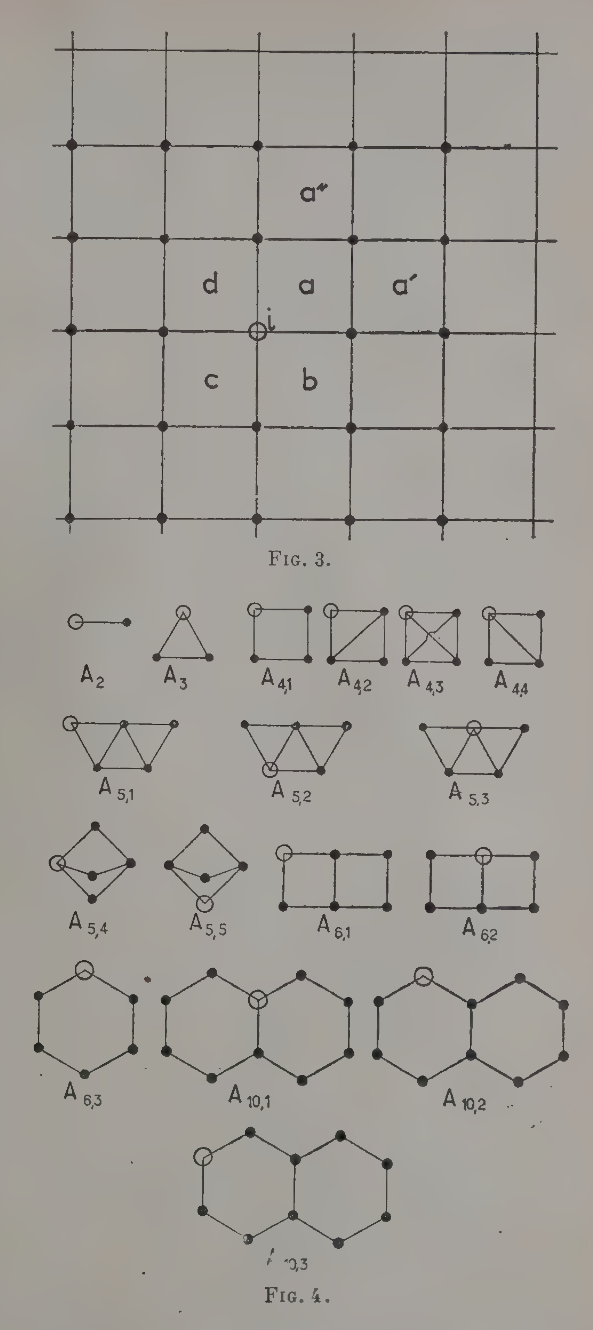



Fig. 3.

Fig. 4.

L'équation de la température de Curie dans un réseau plan à base carrée s'écrit donc (cf. (7))

$$\dot{A}_1/A_1 + 4\dot{A}_2/A_2 + 4\dot{A}_{4.1}/A_{4.1} + 8\dot{A}_{6.1}/A_{6.1} + 4\dot{A}_{6.2}/A_{6.2} + \ldots = 0. \quad (9)$$

soit encore

$$a_1 + 4a_2 + 4a_{4.1} + 8a_{6.1} + 4a_{6.2} + \ldots = 0. \quad (9\ bis)$$

Réseau triangulaire plan. — Nous donnons maintenant pour chaque réseau l'expression de l'équation fournissant la température de Curie sans détailler, comme pour le réseau précédent, le mode d'établissement. Nous avons ainsi obtenu pour le réseau triangulaire.

$$a_1 + 6a_2 + 6a_3 + 6a_{4,2} + 6a_{4,4} + 12a_{5,1} + 12a_{5,2} + 6a_{5,3} + \ldots = 0 \quad (10)$$

Réseau hexagonal plan. —

$$a_1 + 3a_2 + 3a_{6,3} + 3a_{10,1} + 6a_{10,2} + 6a_{10,3} + \ldots = 0. \quad (11)$$

Réseau cubique simple. —

$$a_1 + 6a_2 + 12a_{4,1} + 72a_{6,1} + 36a_{6,2} + \ldots = 0 \quad (12)$$

Réseau cubique centré. —

$$a_1 + 8a_2 + 48a_{4,1} + 24a_{5,4} + 36a_{5,5} + \ldots = 0. \quad (13)$$

Réseau cubique a faces centrées. —

$$a_1 + 12a_2 + 24a_3 + 12a_{4,1} + 48a_{4,2} + 24a_{4,3} + 48a_{4,4} + \ldots = 0. \quad (14)$$

5. **Calcul des $a_n$.** — Un premier procédé de calcul consiste à remplacer $n_1$ par $(1/2)(1 + s)$ dans l'expression des $A_n(s)$ ; après dérivation on obtient $\dot{A}_n/A_n$ soit $a_n$. Par exemple Yvon a montré que

$$A_1(s) = n_1(s)/(1 - n_1(s)),$$

soit encore avec nos notations

$$A_1(s) = (1 + s)/(1 - s).$$

Après dérivation nous trouvons

$$\frac{\partial}{\partial s} A_1(s)/A_1(s) = \frac{2}{(1-s)^2} \Big/ \frac{1+s}{1-s} = 2/(1 - s^2) \, ;$$

pour $s = 0$ nous obtenons donc

$$a_1 = \dot{A}_1/A_1 = 2. \quad (15)$$

Nous pourrions, au moyen des expressions de $A_2$, $A_3$ et $A_{4,1}$ que Yvon a établies, effectuer des calculs analogues mais nous préférons indiquer tout de suite une méthode de calcul plus directe.

TABLEAU I

| | | |
|---|---|---|
| 0 | 0 | 1 |
| 1 i | $U_i$ | $r$ |
| 1 j | $U_j$ | $t$ |
| 2 ij | $U_i + U_j + W_j$ | $rtw$ |

Considérons un réseau réduit à deux nœuds i et j. Le tableau I permet de résumer les propriétés des différents états possibles de ce réseau ; dans la première colonne se trouve le nombre et la position des nœuds occupés, dans la deuxième colonne les énergies correspondantes et dans la troisième colonne les probabilités à un facteur de normalisation pris égal à $(1 + r + t + rtw)^{-1}$ des différents états considérés.

Les paramètres $r$, $t$, $w$, sont définis par :

$$r = e^{-\frac{U_i}{kT}} \qquad t = e^{-\frac{U_j}{kT}} \qquad w = e^{-\frac{W_1}{kT}} \equiv 1/x^2. \quad (16)$$

Yvon a montré que ce réseau à deux nœuds était régi par des lois de même structure et faisant intervenir les mêmes coefficients qu'un réseau plus étendu à condition d'identifier les propriétés de ces deux réseaux ; nous devons par conséquent écrire que, d'une part, la probabilité d'occupation par un ion $A$ d'un nœud quelconque du réseau réel soit

$$n_1 = (1/2)(1 + s)$$

et que, d'autre part, cette même probabilité pour chacun des nœuds du réseau réduit — soit pour le nœud i

$$n_1(\mathrm{i}) = (r + rtw)/(1 + r + t + rtw) \text{ —}$$

soit pour le nœud j

$$n_1(\mathrm{j}) = (t + rtw)/(1 + r + t + rtw) \text{ —}$$

sont égales. L'équation de l'ordre à grande distance appliquée au réseau à deux nœuds

$$\log A_i + \log A_{ij} = C - (U_i/kT) = C + \log r \quad (17)$$

(où $C$ désigne une constante) fait ainsi intervenir les paramètres $A_1$ et $A_2$ de (1) si on impose

$$n_1(\mathrm{i}) = (1/2)(1 + s) \quad (18)$$

et

$$n_1(\mathrm{j}) = (1/2)(1 + s). \quad (19)$$

L'équation (17) fournit alors par simple dérivation

$$a_1 + a_2 = \left[\frac{\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}s}}{r}\right]_{\text{pour } s=0} \quad (20)$$

relation qui nous permettra de déterminer $a_2$.

Nous devons maintenant calculer la valeur du deuxième membre de cette relation (20). Les relations (18) et (19) montrent que $r = t$ (soit $U_i = U_j$) ; la valeur commune, désignée par $r$, étant donc définie par

$$\frac{r + r^2 w}{1 + 2r + r^2 w} = \frac{1}{2}(1 + s) \quad (21)$$

et par conséquent

$$\left[\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(\frac{r + r^2 w}{1 + 2r + r^2 w}\right)\right]_{r=r_0} \cdot \left[\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}s}\right]_{s=0} = \frac{1}{2}$$

quand $r_0$, correspondant à la valeur $s = 0$, est déterminé par

$$\frac{r_0 + r^2 w}{1 + 2r_0 + r_0^2 w} = \frac{1}{2}.$$

Nous trouvons ainsi

$$r_0 = \frac{1}{\sqrt{w}} = x$$

$$\dot{r}_0 = \left(\frac{dr}{ds}\right)_{s=0} = x(1+x)$$

d'où (cf. 20)

$$2 + a_2 = 1 + x$$

et

$$a_2 = x - 1. \qquad (22)$$

Le calcul du terme en $A_3$ s'effectue de la même façon. Le tableau II résume les informations sur les différents états du réseau réduit à trois nœuds.

TABLEAU II

| (1) | (2) | (1) | (2) |
|---|---|---|---|
| 0 | 1 | 2 i j | $r^2 w$ |
| 1 i | $r$ | 2 j k | $r^2 w$ |
| 1 j | $r$ | 2 k i | $r^2 w$ |
| 1 k | $r$ | 3 i j k | $r^3 w^3$ |

La première colonne (1) contient le nombre et la position des ions dans chaque état considéré et la deuxième colonne (2), les probabilités correspondantes à un facteur de normalisation près. Dans le tableau I nous avions noté par $r$ et $t$ les probabilités d'occupation des sites i et j ; les expressions (18) et (19) nous avaient ensuite montré qu'il convenait d'écrire $r = t$ ; profitant de cette remarque nous avons immédiatement, dans la constitution du tableau II, attribué le même facteur de probabilité $r$ *aux nœuds i, j et k qui jouent le même rôle.*

L'équation de l'ordre à grar de distance appliquée au réseau réduit à trois nœuds fournit

$$\log A_1 + 2 \log A_2 + \log A_3 = C + \log r\,; \qquad (23)$$

la dérivée de (23) par rapport à $s$, considérée pour la valeur zéro de la variable $s$, donne

$$a_1 + 2a_2 + a_3 = \dot{r}_0/r_0. \qquad (24)$$

La valeur de $r$ en fonction de $s$ est obtenue en identifiant d'une part l'expression de la probabilité d'occupation $n_i$ du nœud i dans le réseau à 3 nœuds et d'autre part l'expression de $n_i$ définissant la variable $s$

$$n_i = \frac{r + 2r^2 w + r^3 w^3}{1 + 3r + 3r^2 w + r^3 w^3} = \frac{1}{2}(1+s) \qquad (25)$$

d'où

$$\frac{\dot{r}_0}{r_0} = \frac{1}{x^2}\,\frac{2x^2(3x^2+1)}{x^2+3} = \frac{2(3x^2+1)}{x^2+3}$$

(nous rappelons que $wx^2 = 1$).

L'équation (24) permet alors de calculer

$$a_3 = -\frac{2}{x^2+3}(x-1)^3. \qquad (26)$$

Nous allons maintenant indiquer très rapidement les principales étapes du calcul concernant $A_{4,1}$. Le tableau III résume les informations sur les différents états du réseau à quatre nœuds correspondant.

TABLEAU III

| (1) | (2) | (1) | (2) |
|---|---|---|---|
| 0 | 1 | 2 j k | $r^2 w$ |
| 1 i | $r$ | 2 j l | $r^2$ |
| 1 j | $r$ | 2 K l | $r^2 w$ |
| 1 k | $r$ | 3 j k l | $r^3 w^2$ |
| 1 l | $r$ | 3 i k l | $r^3 w^2$ |
| 2 i j | $r^2 w$ | 3 i j l | $r^4 w^2$ |
| 2 i k | $r^2$ | 3 i j k | $r^3 w^2$ |
| 2 i l | $r^2 w$ | 4 i j k l | $r^4 w^3$ |

Après dérivation de l'équation de l'ordre à grande distance appliquée à ce réseau, nous obtenons :

$$a_1 + 2a_2 + a_{4,1} = \dot{r}_0/r_0. \qquad (27)$$

Le calcul de $r$ permet d'écrire d'autre part

$$\frac{\dot{r}_0}{r_0} = \frac{1}{x^2}\,\frac{x^6 + 6x^4 + x^2}{2(x^4+1)} = \frac{x^4 + 6x^2 + 1}{2(x^4+1)}$$

d'où en définitive :

$$a_{4,1} = (x-1)^4/2(x^2+1). \qquad (28)$$

Le calcul de $a_{4,3}$ s'effectue suivant un schéma analogue. Nous avons en effet

$$a_1 + 3a_2 + 3a_3 + a_{4,3} = \dot{r}_0/r_0 \qquad (29)$$

avec

$$\frac{\dot{r}_0}{r_0} = \frac{1}{x^3}\,\frac{x^3(3x^4 + 4x^3 + 1)}{2(x^3+1)} = \frac{3x^4 + 4x^3 + 1}{2(x^3+1)}$$

d'où

$$a_{4,3} = (x-1)^4 \frac{3(3x-1)}{2(x^2 - x + 1)(x^2+3)}. \qquad (30)$$

Les principales étapes du calcul de $a_{6,3}$ sont les suivantes

$$a_1 + 2a_2 + a_{6,3} = \dot{r}_0/r_0$$

avec

$$\dot{r}_0/r_0 = (x^6 + 15x^4 + 15x^2 + 1)/(x^2+3)(3x^2+1)$$

d'où

$$a_{6,3} = (x-1)^6/(x^2+3)(3x^2+1).$$

Le calcul de $a_{4,2}$ et $a_{4,4}$ est plus délicat ; il s'effectue en considérant le réseau de la figure 2. Les nœuds i et k d'une part et j et l d'autre part jouent des rôles différents aussi avons-nous noté les probabilités élémentaires les concernant $r$ et $t$. Nous savons que pour le nœud i

$$a_1 + 3a_2 + 2a_3 + a_{4,4} = \dot{r}_0/r_0 \qquad (31)$$

et, pour le nœud j,

$$a_1 + 2a_2 + a_3 + a_{4,2} = \dot{t}_0/t_0. \qquad (32)$$

En identifiant les propriétés du réseau de la figure 2 et les propriétés du réseau réel on peut calculer séparément les seconds membres de (31) et (32) pour obtenir

$$a_{4,2} = (x-1)^4 (x+1)/(x^2+1)(x^2+3) \quad (33)$$

$$a_{4,4} = (x-1)^4 (2x^3+x^2+2x-1)/(x^2+1)^2(x^2+3). \quad (34)$$

Le calcul des termes correspondant à $A_{5,4}$ et $A_{5,5}$ s'effectue de la même manière grâce au réseau

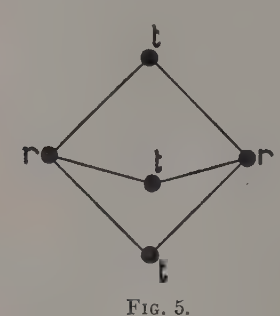


Fig. 5.

réduit correspondant de la figure 5. L'examen de cette figure montre que

$$a_1 + 3a_2 + 2a_{4,1} + a_{5,4} = \dot{r}_0/r_0$$

$$a_1 + 2a_2 + 2a_{4,1} + a_{5,5} = \dot{t}_0/t_0.$$

L'identification des propriétés du réseau réduit à 5 nœuds de la figure 5 et celles du réseau réel permet ainsi de déterminer

$$a_{5,4} = (x-1)^4 \frac{x^4+4x-1}{2(x^2+1)^2}; \qquad a_{5,5} = 0.$$

Le calcul des termes correspondant à $a_{6,1}$ et $a_{6,2}$ s'effectue toujours de la même manière grâce au

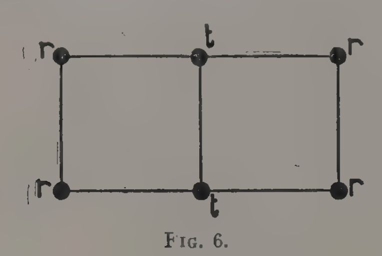


Fig. 6.

réseau réduit à 6 nœuds de la figure 6. L'examen de cette figure montre d'une part que

$$a_1 + 2a_2 + a_{4,1} + a_{6,1} = \dot{r}_0/r_0 \quad (35)$$

et d'autre part que

$$a_1 + 3a_2 + 2a_{4,1} + a_{6,2} = \dot{t}_0/t_0. \quad (36)$$

L'identification des propriétés du réseau de la figure 6 et du réseau réel permet d'obtenir en définitive

$$a_{6,1} = (x-1)^6 (x+1)^2/2(x^2+1)(3x^2+1)(x^2+3) \quad (37)$$

$$a_{6,2} = x-1)^6 (x^5+x^4+6x^3+x-1)/(3x^2+1)^2(x^2+3)(x^2+1). \quad (38)$$

6. **Étude détaillée des différents réseaux.** — Nous avons établi dans le paragraphe 3 les équations de la température de Curie pour les différents types de réseau. Ces équations se présentent toujours sous la forme : une somme d'un nombre infini de termes $a_n$ doit être égal à zéro ; en ne considérant qu'un nombre fini de termes nous n'obtiendrons qu'un résultat approché, l'approximation ayant d'autant plus de valeur que le nombre de termes pris en compte est élevé.

Dans le paragraphe 5 nous avons établi les valeurs d'un certain nombre de $a_n$ aussi allons-nous maintenant pouvoir atteindre pour chaque réseau des valeurs approchées de la valeur critique $x_c$ défini par

$$x_c = e^{+\frac{W_1}{2kT_c}}$$

où $T_c$ est la température de Curie.

Avant de considérer les différents cas particuliers nous allons envisager le cas où l'on ne prend en compte que deux espèces de termes dans l'équation critique qui s'écrit alors :

$$a_1 + za_2 = 0 \quad (39)$$

où $z$ est le nombre de nœuds premiers voisins d'un nœud quelconque. L'équation (39) devient

$$2 + z(x-1) = 0$$

ce qui fournit

$$x = (z-2)/z; \quad (40)$$

on reconnaît alors la solution correspondante à la théorie classique de Bethe [1] des phénomènes ordre-désordre.

Réseau plan a base carré (cf. l'équation 9). — La première approximation, correspondante à une équation à deux espèces de terme, fournit (cf. l'expression (40) avec $z = 4$)

$$x_{c,1} = 0{,}500.$$

La seconde approximation est définie par

$$2 + 4(x-1) + 4(x-1)^4/2(x^2+1) = 0;$$

la valeur correspondante est

$$x_{c,2} = 0{,}467.$$

La troisième approximation, obtenue en incorporant les deux termes à 6 nœuds $a_{6,1}$ et $a_{6,2}$ permet d'obtenir

$$x_{c,3} = 0{,}453$$

racine de

$$2 + 4(x - 1) + 4\frac{(x-1)^4}{2(x^2+1)} + 8\frac{(x-1)^6(x+1)^2}{2(x^2+1)(3x^2+1)(x^2+3)} + 4\frac{(x-1)^6(x^5+x^4+6x^3+x-1)}{(3x^2+1)^2(x^2+3)(x^2+1)} = 0.$$

En effectuant ce dernier calcul nous avons remarqué que l'influence de $a_{6,1}$ est beaucoup plus grande que l'influence de $a_{6,2}$.

La solution de

$$a_1 + 4a_2 + 4a_{4,1} + 8a_{6,1} = 0$$

est $x_c = 0{,}454$ ; l'introduction des 4 termes en $a_{6,2}$ fait simplement varier la valeur de $x_c$ de 0,454 à 0,453. Nous pouvons expliquer ce phénomène en remarquant qu'un terme $A_{6,2}$ fait intervenir deux « carrés » dont nous avons individuellement tenu compte dans les termes en $A_{4,1}$ tandis qu'un seul des carrés du terme en $A_{6,1}$ a été pris en compte dans les termes en $A_{4,1}$.

Nous pouvons maintenant chercher comment obtenir la valeur de $x_c$ correspondant à la température de Curie d'un réseau carré plan à partir des 3 valeurs approchées que nous avons obtenues

$$x_{c,1} = 0{,}500$$
$$x_{c,2} = 0{,}467$$
$$x_{c,3} = 0{,}453.$$

Nous savons que la valeur exacte $x_c = 0{,}414$ [13, 16] serait obtenue en considérant un nombre infini de termes dans l'équation (9) : nous pouvons donc constituer un diagramme en portant nos différentes approximations $x_{c,p}$ en fonction de $p$ ; la limite, pour $p$ tendant vers l'infini, de la courbe $x_{c,p} = f_1(p)$ sera la valeur exacte $x_c$. Le diagramme (non reproduit) montre qu'il est difficile d'atteindre cette valeur limite. Remarquons qu'il serait physiquement plus justiciable de porter $x_{c,p}$, non pas en fonction de $p$ — rang de l'approximation considérée — mais en fonction du nombre $q$ de nœuds contenus dans le dernier terme $a_q$ considéré. C'est ainsi que la première approximation ($p = 1$) qui fait intervenir les termes $a_1$ et $a_2$ peut être caractérisé par $q = 2$ ; la seconde approximation ($p = 2$) par $q = 4$ (termes $a_1$, $a_2$, $a_{4,1}$) et la troisième approximation par $q = 6$ (termes en $a_1$, $a_2$, $a_{4,1}$, $a_{6,1}$ et $a_{6,2}$).

La courbe $x_{c,p} = f_2(q)$ n'est pas plus intéressante que la courbe initiale $x_{c,p} = f_1(p)$ par contre nous avons trouvé *très commode* de considérer la courbe

$$x_{c,p} = f(1/q)$$

la valeur exacte $x_c$ correspond toujours à des valeurs $q$ tendant vers l'infini, soit encore à $f(0)$. Les trois points connus de la courbe $f$ (*fig.* 7) permettent au moyen d'une interpolation parabolique de trouver $f(o) = 0{,}421$ ce qui constitue une très bonne valeur extrapolée, la valeur exacte étant 0,414. Nous reproduisons ci-dessous (cf. [17])

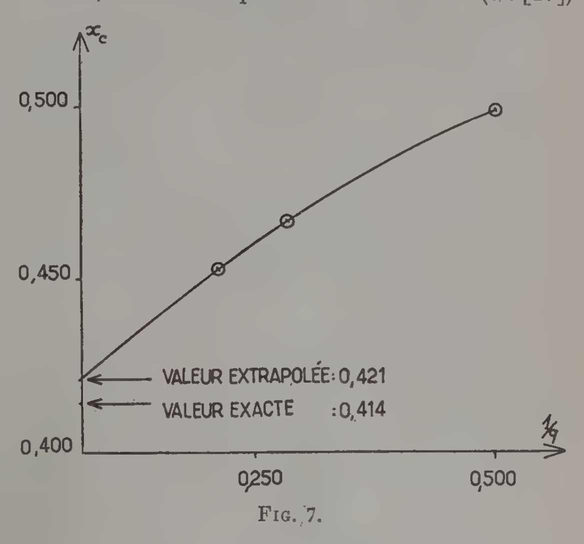



FIG. 7.

les déterminations de $x_c$ effectuées par différents auteurs pour montrer comment se placent nos résultats.

| | |
|---|---|
| Bragg et Williams [2] ........ | $x_c = 0{,}657$ |
| Bethe [1] .................... | $x_c = 0{,}500$ |
| Yang [21] .................... | $x_c = 0{,}486$ |
| Kikuchi [14] ................. | $x_c = 0{,}439$ |

Notre valeur d'extrapolation : $x_c = 0{,}421$

Exact [13, 16] $x_c = 0{,}414.$

RÉSEAU TRIANGULAIRE PLAN (cf. équation (10)). — La première valeur ($q = 2$) correspondant à l'utilisation de l'approximation de Bethe est

$$x_{c,1} = (6 - 2)/6 = 0{,}6667.$$

La seconde approximation est défini par

$$2 + 6(x - 1) + 6.(-2)(x-1)^3/(x^2+3) = 0 ;$$

nous avons ainsi obtenu

$$x_{c,2} = 0{,}6391.$$

La troisième approximation ($q = 4$) concerne l'équation

$$2 + 6(x-1) + 6\frac{(-2)(x-1)^3}{} + 6(x-1)^4\frac{x+1}{(x^2+1)^2(x^2+3)} + 6(x-1)^4\frac{2x^3+x^2+2x-1}{(x^2+1)^2(x^2+3)} = 0$$

dans laquelle figure les deux espèces de termes à 4 nœuds $a_{4,2}$ et $a_{4,4}$ ; la valeur de la racine est

$$x_{c,3} = 0{,}6255.$$

Nous avons tracé sur la figure 8 la courbe représentative de

$$x_{c,p} = f(1/q).$$

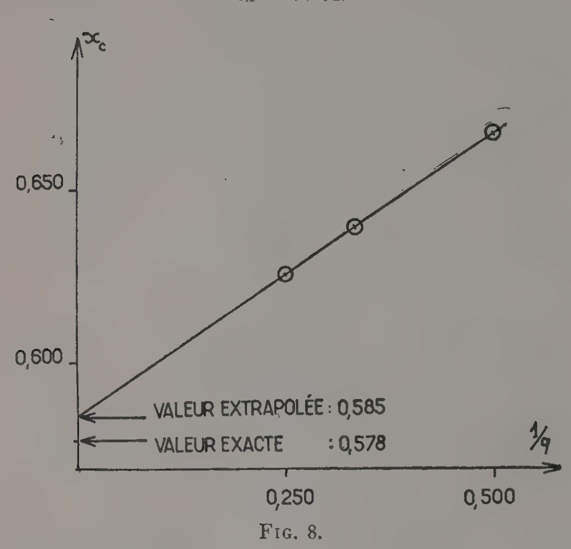



FIG. 8.

Une interpolation parabolique effectuée au moyen des trois points connus de cette courbe permet d'obtenir

$$x_c = f(0) = 0,585$$

très bonne valeur extrapolée, la valeur exacte étant 0,578. Le tableau ci-dessous résume (cf. [17]) les différentes valeurs publiées

| | |
|---|---|
| Bragg et Williams [2] ........ | $x_c = 0,717$ |
| Bethe [1] .................... | $x_c = 0,667$ |
| Kikuchi [14] ................. | $x_c = 0,600$ |
| Hijmans et De Boer [12] ...... | $x_c = 0,597$ |
| Notre valeur d'extrapolation... | $x_c = 0,585$ |
| Exact [15, 18] ............... | $x_c = 0,578$ |

RÉSEAUX HEXAGONAL PLAN (cf. équation 11). — La première approximation ($q = 2$) est

$$x_{c,1} = (3 - 2)/3 = 0,3333.$$

La seconde approximation ($q = 6$), racine de

$$2 + 3(x - 1) + 3(x - 1)^6/(x^2 + 3)(3x^2 + 1) = 0$$

est $x_{c,2} = 0,3054$.

Nous n'avons pas calculé les termes en $a_{10}$ aussi n'avons-nous pas pu effectuer d'extrapolation « parabolique ». La valeur exacte est 0,268 [15, 18].

RÉSEAU CUBIQUE SIMPLE (cf. équation 12). — La première approximation ($q = 2$) correspond à

$$x_{c,1} = (6 - 2)/6 = 0,66667.$$

La deuxième approximation ($q = 4$), racine de

$$2 + 6(x - 1) + 12(x - 1)^4/2(x^2 + 1)^2 = 0,$$

est

$$x_{c,2} = 0,65703.$$

La troisième approximation ($q = 6$), obtenue en considérant les termes en $a_{6,1}$ et $a_{6,2}$ est

$$x_{c,3} = 0,65332.$$

Sur la figure 9 nous avons tracé la courbe correspondant à l'interpolation parabolique des trois points connus de la courbe

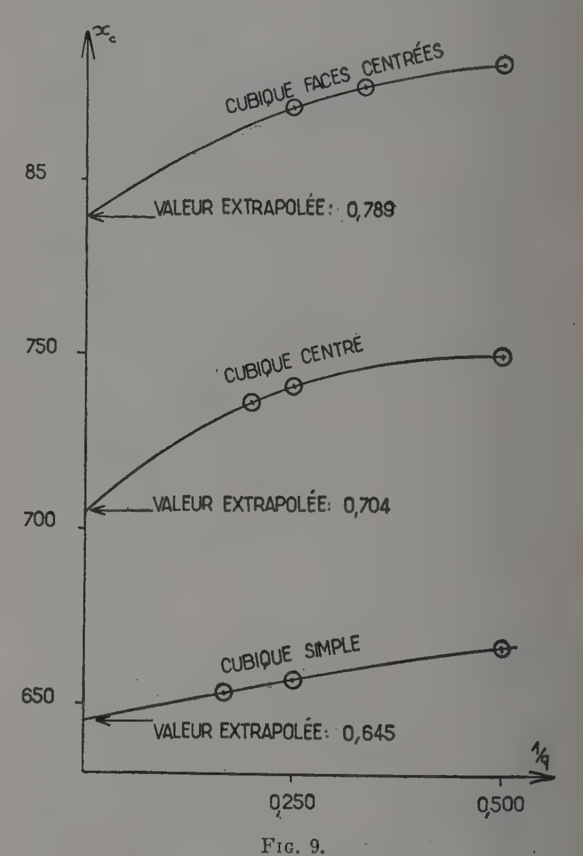



FIG. 9.

$$x_{c,p} = f(1/q) ;$$

la valeur extrapolée $f(0)$ est 0,645.

Nous reproduisons ci-dessous les différentes déterminations effectuées (cf. [17])

| | |
|---|---|
| Bragg et Williams .............. | 0,717 |
| Bethe [1] ...................... | 0,667 et 0,656 |
| Kikuchi [14] ................... | 0,646 |
| Notre valeur extrapolée ........ | 0,645 |
| Wakefiiel [20] ................. | 0,641 |
| Trefftz [19] ................... | 0,607. |

RÉSEAU CUBIQUE CENTRÉ (cf. équation 13). — La première approximation ($q = 2$) correspond à

$$x_{c,3} = (8 - 2)/8 = 0,75000.$$

La deuxième approximation ($q = 3$), racine de

$$2 + 8(x - 1) + 48(x - 1)^4/2(x^2 + 1) = 0$$

est

$$x_{c,2} = 0{,}74133.$$

La troisième approximation ($q = 5$), obtenue en prenant en compte les termes $a_{5,4}$ est

$$x_{c,3} = 0{,}73617.$$

Sur la figure 9 nous avons tracé la courbe correspondante à l'interpolation parabolique des trois points connus de la courbe $x_{c,p} = f(1/q)$ la valeur extrapolée $f(0)$ est 0,704.

Les déterminations effectuées sont les suivantes (cf. [17])

| | |
|---|---|
| Bragg et Williams [2] ........ | 0,779 |
| Bethe [1] ..................... | 0,750 |
| Fuchs [10] .................... | 0,741 |
| Notre valeur d'extrapolation.... | 0,704 |
| Trefftz [19] .................. | 0,702 |

Réseau cubique a faces centrées (cf. équation 14). — La première approximation ($q = 2$) correspond à

$$x_{c,1} = (12 - 2)/12 = 0{,}833\ 33.$$

La deuxième approximation ($q = 2$) racine de

$$2 + 12(x - 1) + 24.(-2)\ (x - 1)^3/(x^2 + 3) = 0$$

est

$$x_{c,2} = 0{,}827\ 79.$$

La troisième approximation ($q = 4$) en incorporant les différents termes $a_4$, est

$$x_{c,3} = 0{,}820\ 28.$$

Sur la figure 9 nous avons tracé la courbe correspondant à l'interpolation parabolique des trois points connus de la courbe

$$x_{c,p} = f(1/q)\ ;$$

la valeur extrapolée $f(0)$ est 0,789.

Les résultats connus (cf. [17] sont les suivants :

| | |
|---|---|
| Bragg et Williams [2] ........... | 0,846 |
| Bethe [1] ....................... | 0,833 et 0,828 |
| Guggenheim et MacGlashan [11]... | 0,832 et 0,836 |
| Kikuchi [14] .................... | 0,819 et 0,805 |
| Trefftz [19] .................... | 0,793 |
| Notre valeur d'extrapolation...... | 0,789 |

**Conclusion.** — Nous avons montré comment il était possible de déterminer à partir de la théorie d'Yvon des valeurs de la température critique qui semblent se classer parmi les meilleures valeurs approchées qui aient été obtenues. Les principaux avantages de la méthode que nous préconisons sont :

1° Les paramètres $a_n$ peuvent être calculés sans référence à aucun type de réseau ; le *même paramètre* $a_{4,1}$ par exemple intervient aussi bien dans le réseau plan à base carrée que dans les réseaux cubiques simples, cubiques centrés et cubiques à faces centrées.

2° L'évaluation peut être aussi précise qu'il est nécessaire : il suffit de considérer un nombre suffisant de termes $a_n$ ; nous devons toutefois signaler que le calcul d'un terme $a_n$ est d'autant plus long long que $n$ est plus élevé. Le nombre $q$ de nœuds contenus dans le dernier terme $a_q$ pris en compte permet de *classer* les différentes valeurs approchées obtenues ; nous avons montré comment un certain type d'extrapolation ($x_c = f(1/q)$) permettait de déterminer de très bonnes valeurs approchées.

3° La même méthode permettrait de tenir compte des interactions entre seconds voisins, troisièmes voisins, etc...

Nous remercions le Pr Yvon pour nous avoir encouragé à entreprendre ce travail.

Manuscrit reçu le 30 octobre 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Bethe (H. A.), *Proc. Roy. Soc.*, A 1935, **150**, 532.
[2] Bragg (W. L.) et Williams (E. J.), *Proc. Roy. Soc.*, 1934, **145**, 699 ; 1935, **151**, 540 ; 1935, **152**, 231.
[3] Fournet (G.), *J. Physique Rad* (Phys. Appl.), 1952, **13**, 14.
[4] Fournet (G.), *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 692.
[5] Fournet (G.), Colloque International sur les changements de phases, p. 199 (Paris, 1952).
[6] Fournet (G.), *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 226.
[7] Fournet (G.), *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 374.
[8] Fournet (G.), *Acta Metallurgica*, 1953, **1**, 383.
[9] Fournet (G.), *Bull. Soc. Franç. Min. Crist.*, 1954, **77**, 711.
[10] Fuchs (K.), *Proc. Roy. Soc.*, A, 1942, **179**, 340.
[11] Guggenheim (E. A.) et MacGlashan (M. L.), *Proc. Roy. Soc.*, A, 1951, **206**, 335.
[12] Hijmans (J.) et De Boer (J.), *Physica*, 1955, **21**, 471-485 et 499.
[13] Kaufmann (B. , *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 988.
[14] Kikuchi (R.), *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 988.
[15] Newell (G. F.), *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 876.
[16] Onsager (L.), *Phys. Rev.*, 1944, **65**, 117.
[17] Rushbrooke (G. S.), Colloque International sur les changements de phases, p. 177 (Paris, 1952).
[18] Temperley (H. N. V.), *Proc. Roy. Soc.* A, 1950, **202**, 202.
[19] Trefftz (E.), *Z. Physik*, 1950, **127**, 371.
[20] Wakefield (A. J.), *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1951, **47**, 799.
[21] Yang (C. N.), *J. Chem. Phys.*, 1945, **13**, 66.
[22] Yvon (J.), *Cahiers de Physique*, 1945, **28**, 1 et 1948, **31-32**, 1.

# INTERPRÉTATION DES IMAGES DITES « EN LAMES DE PARQUET » OBSERVÉES SUR LES IMAGES ÉLECTRONIQUES DE CRISTAUX D'OXYDE MOLYBDIQUE

Par Émile PERNOUX,

Institut de Physique Générale. Laboratoire d'Optique Électronique et de Physique du Métal, Université de Lyon.

**Images électroniques.** — Les images dites « franges en lames de parquet » désignent des domaines étroits, allongés en forme de navettes et alignés suivant deux directions symétriques, qui apparaissent dans les images électroniques des cristaux tabulaires d'oxyde molybdique. Ces domaines, tantôt plus sombres et tantôt plus clairs que le reste du cristal (*fig.* 1 et 2), peuvent aussi

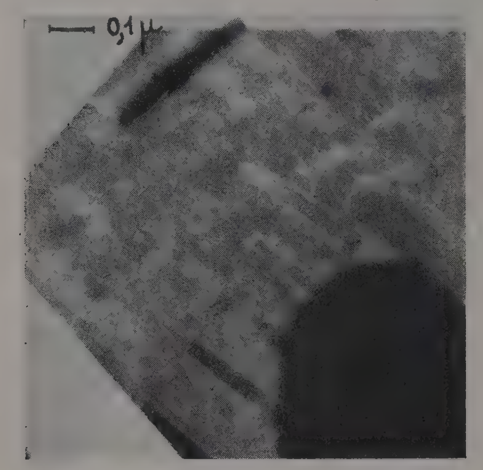



Fig. 1.

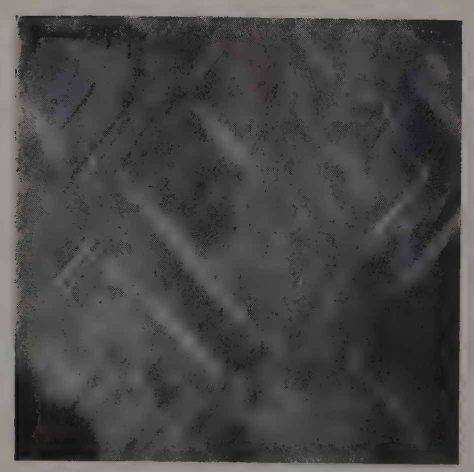


Fig. 2.

présenter des parties claires et sombres alternées et même changer rapidement d'éclat au cours d'une observation. Dans leur aspect le plus pur, ils rappellent par leur assemblage la disposition des lames d'un parquet (*fig.* 3). Ils n'apparaissent que sur certains cristaux pris au hasard dans une préparation et ne sont visibles que pendant un temps très limité qui suit l'introduction du cristal dans le faisceau d'électrons. Ils naissent en un point du cristal, très souvent une région de courbure, puis

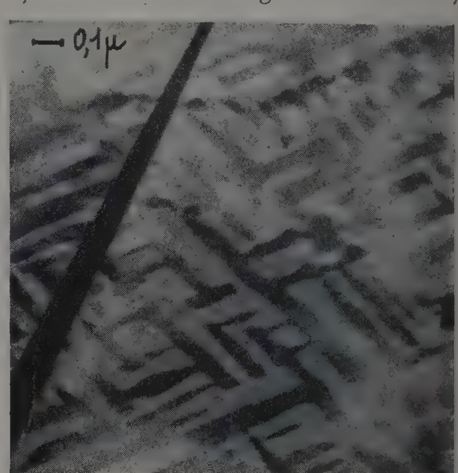



Fig. 3.

se multiplient rapidement jusqu'à recouvrir quelquefois toute sa surface. D'abord étroits, ils s'élargissent sur place puis se fondent entre eux et disparaissent. Toute cette évolution dure quelques dizaines de secondes et le cristal reprend ensuite sa « transparence » habituelle. Il est remarquable que cette évolution soit unique pour un cristal donné et seulement au cours de son premier contact avec les électrons. Un même cristal ne présente en effet jamais plus d'une fois le cycle décrit plus haut, même si entre des observations successives on retire la préparation du microscope. Par contre il est possible de fractionner l'évolution des franges par des examens entrecoupés d'arrêts du microscope ; on constate ainsi qu'à chaque reprise de l'observation, on retrouve le phénomène au point d'évolution où l'avait laissé l'observation antérieure, même si plusieurs heures séparent les deux examens. Il convient en outre d'insister sur les caractères descriptifs suivants :

*a*) Quand ces franges en lames de parquet existent en même temps que les lignes d'égale inclinaison liées à une courbure générale du cristal [2], il se produit entre elles des interactions caractéristiques schématisées par la figure 4 et visibles

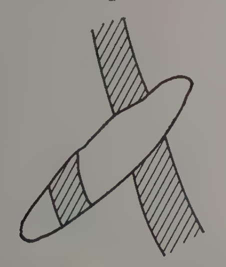


Fig. 4.

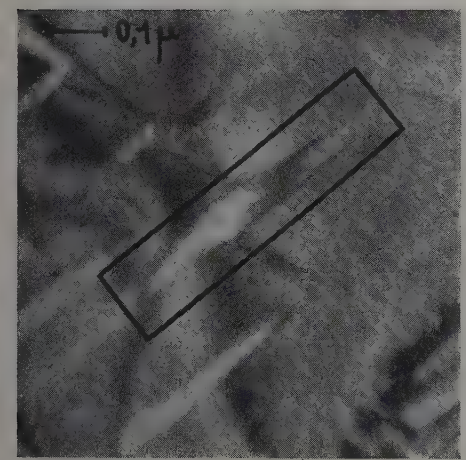



Fig. 5.

sur la figure 5. La ligne sinueuse d'égale inclinaison est généralement déplacée à l'intérieur d'un domaine.

*b*) Au premier stade de leur formation, les domaines sont limités par une ligne très étroite (100 à 200 Å) plus claire ou plus sombre que le domaine lui-même (*fig.* 1 et 2).

**Diagrammes de diffraction.** — Pour étudier le phénomène du point de vue cristallographique, nous avons fait à chaque stade de l'évolution d'un cristal présentant des franges un diagramme de diffraction obtenu avec notre instrument de la façon suivante : la tension étant coupée sur l'objectif et la lentille de projection étant escamotée, seul fonctionne le condenseur placé sur le faisceau avant l'objet. Il permet de focaliser le pinceau sur la préparation ou sur l'écran. Avec de petits cristaux (quelques microns) il est nécessaire de focaliser sur l'objet pour obtenir un diagramme de monocristal et les spots obtenus sur l'écran sont larges. Avec de gros cristaux (plusieurs dizaines de microns) on peut focaliser sur l'écran et obtenir des spots fins et de grande densité électronique.

Cette deuxième méthode nous a permis de montrer que la présence momentanée des lames de parquet se traduit par un dédoublement simultané des spots du diagramme, dédoublement qui nous avait échappé avec la première méthode à cause de la trop faible intensité des spots étalés [3]. Schématisé sur la figure 6 et décrit dans une note

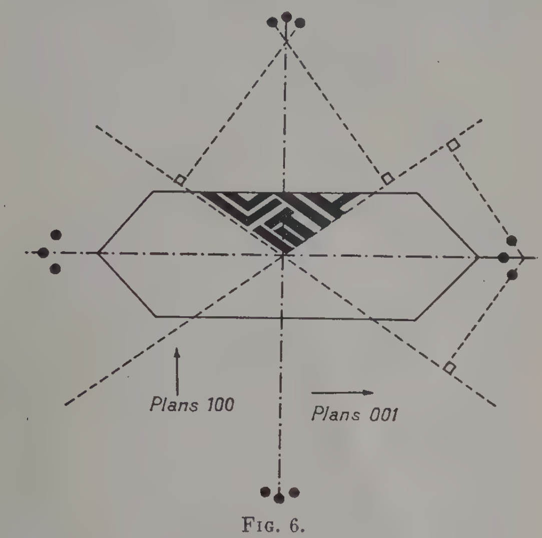



Fig. 6.

précédente [6], il tend à prouver que les lames correspondent à des régions où le réseau cristallin est légèrement déformé. Rappelons que les cristaux tabulaires de $MoO_3$ ont la structure orthorhombique ($a = 3{,}66$ Å ; $b = 13{,}94$ Å ; $c = 3{,}92$ Å) et qu'ils se présentent sous forme de lamelles parallèles au plan 010, les atomes de molybdène étant à l'intérieur d'octaèdres distordus dont les sommets sont les atomes d'oxygène [8], [9].

Considérons un tel cristal et ses plans réticulaires 001 dont nous représentons la trace sur le plan (a, c) pris comme plan de figure ; et supposons que dans un domaine ABCD les plans en question subissent une rotation ε faible autour d'axes passant par a, b, c, d, de sorte que leurs traces se situent ensuite en aa′, bb′, cc′, dd′ (*fig.* 7).

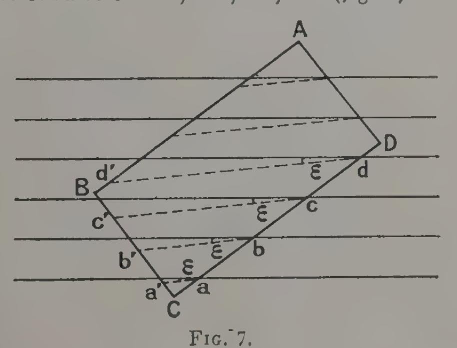



Fig. 7.

Le diagramme de points correspondant au domaine ABCD se déduit alors de celui du cristal de base par une rotation $\varepsilon$ autour du faisceau direct et un éloignement accru au spot central car les plans se sont légèrement rapprochés. Schématiquement, en partant du spot normal, il faut envisager d'une part son déplacement $x$ dû à la rotation et d'autre part son déplacement $y$ dû à la variation de maille (*fig.* 8).

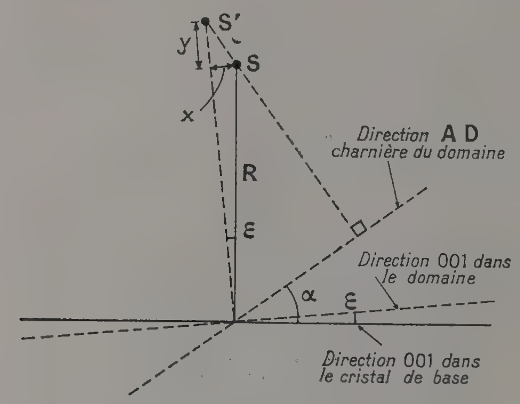



Fig. 8.

Calcul de $x$ et de $y$. — $\varepsilon$ étant petit $x = R\varepsilon$ la loi de Bragg $2d\theta = \lambda$ donne $\Delta d/d = -\Delta\theta/\theta$ mais $\Delta\theta/\theta = \Delta R/R$ et comme $y = \Delta R$, $y = -R\,\Delta d/d$.

Calcul de $\Delta d/d$ (*fig.* 9). — $d = ab \sin \alpha$

$$\Delta d/d = (\cos\alpha/\sin\alpha)\, d\alpha = \varepsilon/\mathrm{tg}\,\alpha.$$

Prenant $\Delta d$ négatif ($d$ diminue) on a donc :

$$y = R\varepsilon/\mathrm{tg}\,\alpha \quad \text{d'où} \quad x/y = \mathrm{tg}\,\alpha.$$

Le déplacement SS' ainsi calculé est perpendiculaire à la charnière du domaine envisagé et c'est bien ce que l'on constate sur les diagrammes. Comme d'autre part les domaines sont groupés en deux familles faisant les angles $+\alpha$ et $-\alpha$ avec les plans 001, les spots sont bien dédoublés comme sur la figure 6. En ce qui concerne maintenant les plans 100, le même raisonnement conduit à envisager la même torsion, une variation relative d'équidistance du même ordre mais de signe opposé, de

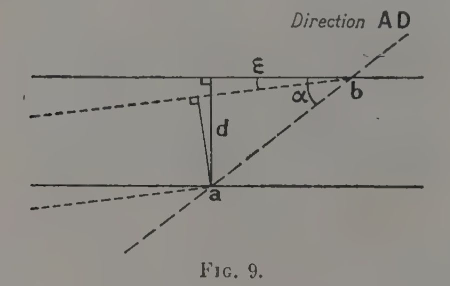



Fig. 9.

sorte que le diagramme est bien au total celui de la figure 6. Pour l'ensemble des exemples étudiés, la valeur moyenne de $\varepsilon$ maximum (car $\varepsilon$ varie pour un même cristal de zéro à un maximum puis à zéro, parallèlement au développement des franges) est de $0{,}5 \cdot 10^{-2}$ radian.

**Conclusions.** — En conclusion, un cristal présentant des franges en lames de parquet se comporte comme une sorte de structure mosaïque, les domaines d'un même groupe (203 ou $20\bar{3}$) présentant au même instant des orientations cristallines très voisines. L'intensité des spots supplémentaires dépend du nombre de lames de parquet couvert par le faisceau électronique, ce qui explique qu'ils ne soient visibles qu'avec des cristaux de grande dimension. Comme les micrographies montrent qu'en fin d'évolution les domaines se fondent entre eux tandis que les spots supplémentaires des diagrammes semblent rentrer dans le spot normal, il est naturel de lier l'évolution du phénomène au déplacement des déformations. Ainsi (*fig.* 10) si

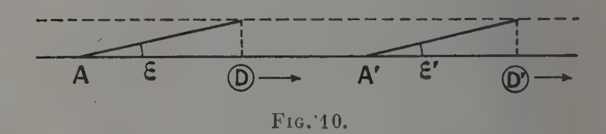



Fig. 10.

les déformations $D$ et $D'$ se déplacent tandis que $A$ et $A'$ sont fixes, on voit que $\varepsilon$ diminue progressivement et s'annule quand $D$ est en $A'$.

La seule étude détaillée des images [3] nous avait conduit à des conclusions de cette nature, les domaines étant envisagés comme des régions soulevées ou enfoncées du cristal. Notons qu'un tel mouvement (décrochage suivant l'axe b) entraîne des torsions pour les plans 001 et 100 qui expliquent complètement les diagrammes. Mais, étant donné qu'un décrochage parallèle au plan du cristal produit le même effet sur les diagrammes et sur les images, il n'est pas possible actuellement de choisir entre les deux hypothèses. Néanmoins on peut affirmer que les franges en lames de parquet sont produites par des distorsions locales et momentanées du réseau cristallin.

Il n'est pas possible actuellement d'en préciser exactement la cause ; le bombardement électronique qui est à l'origine du phénomène ne semble pas seul responsable car s'il déclenche le phénomène chez certains cristaux, il ne produit rien chez d'autres apparemment identiques ; des particularités (défauts, dislocations préexistantes) semblent requises. Comme il n'est pas douteux que le cristal perde de son oxygène par chauffage sous vide, on peut supposer que le départ de cet élément crée localement des tensions qui se traduisent de proche en proche par des dislocations capables de s'anni-

hiler mutuellement. Mais il faut envisager en plus certains défauts originels du cristal pour expliquer que les franges n'apparaissent que sur certains cristaux pris au hasard et qu'une fois seulement.

En résumé, et bien que l'orientation particulière des domaines ne soit pas expliquée, nous voyons que la diffraction des électrons permet de préciser le phénomène et de confirmer nos premières conclusions déduites de l'observation directe.

Manuscrit reçu le 14 novembre 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Bernard (R.) et Pernoux (E.), Congrès de Microscopie électronique, Paris, 1950 ; *Optik*, 1952, **9**, 1-2 ; *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 368.
[2] Konig (H.), *Z. Physik*, 1951, **130**, 483.
[3] Pernoux (E.), *Thèse*, Paris, 17 avril 1953.
[4] Bernard (R.) et Pernoux (E.), *Optik*, 1953, **10**, 64-71.
[5] Rang (O.) et Schleich (F.), *Z. Physik*, 1954, **136**, 547-555.
[6] Pernoux (E.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **25**, 2030-2031.
[7] Hashimoto (H.), *J. Phys. Soc.*, Japan, 1954, **9**, 150-161.
[8] Wooster (Nora), *Z. Kristall.*, 1931, **80**, 504.
[9] Brakken (H.), *Z. Kristall.*, 1931, **78**, 485.

## REVUE DES LIVRES

Brillouin (L.), **Science et théorie de l'information. (Science and Information Theory)** (en anglais). 1 vol. 15 × 23 cm, 320 pages, Acad. Press, New-York, 1956.

Le point qui, dans ce livre fort intéressant, est d'un intérêt vital pour le physicien, est la relation existant entre les deux concepts d'*entropie* et d'*information*, signalée initialement par Shannon, et que les très fines analyses de L. Brillouin ont remarquablement élucidée. Un aspect tout à fait insoupçonné auparavant du processus de la mesure en Physique est ainsi mis en évidence.

En bref, il est impossible de tirer d'une expérience plus d'*information* (au sens cybernétique) qu'il n'a été perdu de *négnentropie* dans le processus ; c'est ce que montre L. Brillouin par la discussion d'une série d'exemples hautement instructifs. Inversement, la production d'une *négnentropie* requiert toujours la dépense d'une *information* au moins égale : ceci se montre au moyen d'expériences de pensée qui, si elles ne violent pas les principes de la thermodynamique, restent cependant hautement fictives (cloisons infiniment minces, rigides, impénétrables et sans frotement, etc...). Il est permis de penser que c'est notamment sous l'aspect microphysique de la reconversion de l'information en négentropie qu'il faut espérer des progrès expérimentaux et théoriques de l'avenir.

En liaison avec ce problème fondamental, mention spéciale doit être faite de la discussion du « démon de Maxwell », ainsi que des incidences de la théorie des quanta sur certaines mesures physiques de haute précision.

A côté de tout ce groupe de questions, qui ouvre au physicien une mine de problème hier encore inexplicités mais évidemment de la toute première importance, l'on trouve dans ce livre une série de chapitres consacrés plus proprement à la Cybernétique, et dont un analyste physicien est peu habilité à rendre compte : problèmes de sémantique, de codage, de transmission des signaux, d'altération thermodynamique des signaux, de calcul mécanique. Il est à présumer que tout ou partie de ce savoir devra faire partie du bagage du physicien de demain, où il représentera en somme la théorie générale des appareils de mesure.

En bref, un ouvrage de la toute première importance touchant le problème de la mesure en Physique, et qui constitue en même temps une introduction claire et attrayante aux problèmes plus proprement cybernétiques. Un ouvrage, aussi, qui est écrit dans le style de pensée si caractéristique de M. L. Brillouin, c'est-à-dire à la fois captivant et excitant à la réflexion.

O. Costa de Beauregard.

Curry (C.), **Optique physique : interférences et diffraction (Wave Optics : Interference and Diffraction)** (en anglais). 1 vol. 13 × 22 cm, 155 p., E. Arnold (Publishers) Ltd., Londres, 1957, 21 s.

Ce petit volume, dont le niveau correspond en somme aux cours français d'Optique physique de la Licence ès Sciences, nous a paru un chef-d'œuvre de lucidité, de concision et de clarté.

L'auteur postule une bonne connaissance (d'un niveau analogue) de l'optique géométrique, et renvoie notamment sur ce point à son ouvrage antérieur. L'optique géométrique ne sera jamais oubliée au cours de ces pages, et, chaque fois qu'elle pourra valablement parler, l'on tiendra compte de son discours.

Le trait dominant de l'ouvrage nous a semblé être à la fois la simplicité des mathématiques invoquées et la pénétration physicienne dans la compréhension des phénomènes. Ainsi sont introduites la théorie élémentaire des ondes, des groupes d'onde, du principe de Huygens, et des aberrations instrumentales.

Les chapitres suivants développent les conséquences siques de ces notions : diffraction, interférences, pouvoir résolutif des instruments d'optique.

Le chapitre 7 est consacré à des questions de grand intérêt, mais plus spéciales, et qui ne figuraient pas au programme de Physique Générale au temps où nous l'étudiâmes : théorie d'Abbe de la vision au microscope et effets de la cohérence de phase entre les points de l'objet, microscopie en contraste de phase, microscopie interférentielle.

Dans les deux ultimes chapitres on passe en revue plusieurs types d'interféromètres classiques et modernes, et quelques-unes de leurs applications.

En bref, ce très remarquable petit volume nous a semblé inspiré d'un esprit tout à fait semblable à celui qui anime la collection Armand Colin, et où, précisément, l'apprenti physicien ainsi que le physicien confirmé peuvent trouver de petits chefs-d'œuvre introductifs à plusieurs branches de la Physique.

O. Costa de Beauregard.

# DIFFUSION DES GAZ AU VOISINAGE D'UNE BULLE DE CAVITATION

Par P. SUQUET,
Laboratoire de Physique de la Faculté de Médecine.

**I. Bulle isolée dans un solvant indéfini à la concentration zéro.** — Soit $\rho$ le rayon initial de la bulle. Appliquons l'équation de Fick à une sphère de rayon $r > \rho$ concentrique à la bulle. $\Delta c$ dési-

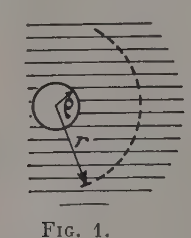


Fig. 1.

gnant le Laplacien $\Delta c = \frac{1}{k}\frac{\partial c}{\partial t}$ s'écrit en coordonnées polaires

$$\frac{\partial^2 c}{\partial (r-\rho)^2} + \frac{2}{r-\rho}\frac{\partial c}{\partial (r-\rho)} - \frac{1}{k}\frac{\partial c}{\partial t} = 0.$$

La concentration est solution de cette équation pour $r > \rho$ et est égale à 1 pour $r < \rho$

Il est évident que

$$\frac{\partial^2 c}{\partial (r-\rho)^2} + \frac{2}{r-\rho}\frac{\partial c}{\partial (r-\rho)} = \frac{1}{r.\rho}\frac{\partial^2}{\partial (r-\rho)^2}[C \times (r-\rho)].$$

Si donc nous posons

$$\psi = C \times (r-\rho)$$

l'équation devient

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial (r-\rho)^2} - \frac{1}{k}\frac{\partial \psi}{\partial t} = 0.$$

Équation parabolique classique que nous intégrerons par les méthodes symboliques.

La transformée de Laplace de la fonction $\psi = \psi(r-\rho, t)$ est par définition

$$\mathcal{C}(p) = \int_0^\infty e^{-pt}\,\psi\,dt$$

$\psi$ étant considérée comme fonction de $t$.

On sait que

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} \sqsupset p\,\mathcal{C}(p) - \psi(0)$$

$\psi(o)$ est la concentration initiale en tout point du liquide pour $r > \rho$, donc $\psi(o) = 0$.

Il en résulte

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} \sqsupset p\,\mathcal{C}(p).$$

L'équation transformée est donc

$$\frac{\partial^2 \mathcal{C}}{\partial (r-\rho)^2} - \frac{p}{k}\mathcal{C} = 0.$$

Très classique équation linéaire du second ordre dont l'intégrale générale est

$$\mathcal{C} = K_1\,e^{-(r-\rho)\sqrt{\frac{p}{k}}} + K_2\,e^{+(r-\rho)\sqrt{\frac{p}{k}}}$$

$K_1$ et $K_2$ étant des fonctions de $p$ seul que nous allons déterminer.

Tout d'abord $e^{+(r-\rho)\sqrt{\frac{p}{k}}}$ ne peut être transformée de Laplace que si $r - \rho < 0$.

Donc, dans le cadre de nos hypothèses

$$\mathcal{C} = K_1\,e^{-(r-\rho)\sqrt{\frac{p}{k}}}.$$

Introduisons les conditions aux limites.

Pour $r = \rho$ il est clair que $\mathcal{C} = K_1(p)$.

$K_1(p)$ est donc la transformée de Laplace de la concentration à la surface de la bulle.

Supposons un instant cette concentration spatialement uniforme à la surface de la bulle mais variable au cours du temps. Un artifice évident de calcul permet d'écrire

$$\mathcal{C} = [pK_1(p) - \psi(0)]\,\frac{1}{p}\,e^{-(r-\rho)\sqrt{\frac{p}{k}}} + \psi(0)\,\frac{1}{p}\,e^{-(r-\rho)\sqrt{\frac{p}{k}}}.$$

Or

$$pK_1(p) - \psi(0) \sqsubset \left[\frac{\partial \psi(0,t)}{\partial t}\right]_{t=0}$$

et

$$\frac{1}{p}\,e^{-(r-\rho)\sqrt{\frac{p}{k}}} \sqsubset \Theta[(r-\rho)\,;\,t]$$

en désignant par $\Theta[(r-\rho)\,;\,t]$ la fonction

$$\Theta[(r-\rho)\,;\,t] = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^{\frac{r-\rho}{2\sqrt{kT}}} e^{-u^2}\,du.$$

D'où

$$\Psi[(r-\rho)\,;\,t] = \frac{\partial\psi(0,t)}{\partial t} * \Theta[(r-\rho)\,;\,t] + \psi(0,0)\,\Theta\left(\frac{r-\rho}{2\sqrt{kt}}\right)$$

* désignant le produit de composition

$$\psi(0,t) = \lim_{r\to\rho}(r-\rho)\,C_{\text{sat}} \equiv 0\,;$$

$C_{\text{sat}}$ désignant la concentration de saturation donc

$$\frac{\partial\psi(0,t)}{\partial t} = 0$$

$$\Psi(r-\rho\,;\,t)_{r=\rho} = \lim_{r\to\rho} C_{\text{sat}}\cdot(r-\rho)\cdot\Theta\left(\frac{r-\rho}{2\sqrt{kt}}\right)$$

$$C(r-\rho\,;\,t) \quad = C_{\text{sat}}\cdot\Theta\left(\frac{r-\rho}{2\sqrt{kt}}\right)$$

$$C(r-\rho\,;\,t) \quad = C_{\text{sat}}\left[1-\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^{\frac{r-\rho}{2\sqrt{kT}}} e^{-u^2}\,du\right].$$

Nous pouvons maintenant calculer le gradient

$$-\frac{\partial c}{\partial(r-\rho)}.$$

On sait en effet que $\dfrac{\partial}{\partial x}\Theta(y) = -\dfrac{2}{\sqrt{\pi}}e^{-y^2}\dfrac{dy}{dx}$

$$\frac{\partial c}{\partial(r-\rho)} = C_{\text{sat}}\cdot\left(\frac{-2}{\sqrt{\pi}}\right)e^{-\frac{(r-\rho)^2}{4kt}}\cdot\frac{1}{2\sqrt{kt}}$$

$$\boxed{-\frac{\partial c}{\partial(r-\rho)} = C_{\text{sat}}\cdot\frac{1}{\sqrt{k\,\pi t}}\cdot e^{-\frac{(r-\rho)^2}{4kt}}.}$$

En particulier le gradient à la surface de la bulle est

$$\boxed{\left[-\frac{\partial c}{\partial(r-\rho)}\right]_{r=\rho} = C_{\text{sat}}\cdot\frac{1}{\sqrt{k\,\pi t}}.}$$

**II. Étude de la diffusion à l'intérieur d'une sphère de rayon $R_0$ de solvant dégazé baignant dans un milieu indéfini à la concentration $C_0$.** — Soit $R_0$ le rayon de la sphère. Appliquons l'équation de Fick à une sphère quelconque de rayon $r$

$$\frac{\partial^2 c}{\partial(R_0-r)^2} + \frac{2}{R_0-r}\frac{\partial c}{\partial(R_0-r)} - \frac{1}{k}\frac{\partial c}{\partial t} = 0.$$

Nous prendrons une nouvelle variable d'espace $R$ définie par $R = (R_0-r)/R_0$.

L'équation devient

$$\frac{1}{R_0^2}\left(\frac{\partial^2 c}{\partial R^2} + \frac{2}{R}\frac{\partial c}{\partial R}\right) - \frac{1}{k}\frac{\partial c}{\partial t} = 0.$$

Le terme entre parenthèse est égal à

$$(1/R)\,\partial^2(R.c)/\partial R^2.$$

Soit en posant $R.c = \Psi$

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial R^2} - \frac{R_0^2}{k}\frac{\partial\Psi}{\partial t} = 0.$$

Classique équation dont la transformée de Laplace est

$$\frac{\partial^2\mathcal{C}}{\partial R^2} - p\frac{R_0^2}{k}\mathcal{C} = 0.$$

Nous simplifierons l'écriture en posant

$$R_0^2/k = 1/a.$$

La solution générale est, on le sait

$$\mathcal{C} = K_1 e^{R\sqrt{\frac{p}{a}}} + K_2 e^{-R\sqrt{\frac{p}{a}}}.$$

Introduisons les conditions aux limites

Pour $R = 0$ on a $\mathcal{C} = F(p)$ puisque $K_1$ et $K_2$ sont fonctions de $p$ seul

$$F(p) = K_1 + K_2.$$

Pour $R = 1$

$$K_1 e^{\sqrt{\frac{p}{a}}} + K_2 e^{-\sqrt{\frac{p}{a}}} = 0.$$

On obtient donc

$$\mathcal{C} = F(p)\frac{\operatorname{sh}\sqrt{\frac{p}{a}}(1-R)}{\operatorname{sh}\sqrt{\frac{p}{a}}}.$$

Or $\mathcal{C}$ peut s'écrire

$$\mathcal{C} = \left\{pF(p) - [\psi(R,t)]_{\substack{R=0\\t=0}}\right\}$$

$$\frac{1}{p}\frac{\operatorname{sh}\sqrt{\frac{p}{a}}(1-R)}{\operatorname{sh}\sqrt{\frac{p}{a}}} + \frac{1}{p}[\Psi(R,t)]_{\substack{R=0\\t=0}}\frac{\operatorname{sh}\sqrt{\frac{p}{a}}(1-R)}{\operatorname{sh}\sqrt{\frac{p}{a}}}.$$

Or $pF(p) - [\psi(R,t)]_{\substack{R=0\\t=0}}$ est l'image de la dérivée de la concentration par rapport au temps sur la surface de la sphère multipliée par $R$. Ce produit est donc nul.

Donc

$$\mathcal{C} = [\psi(R,t)]_{\substack{R=0\\t=0}}\frac{\operatorname{sh}\sqrt{\frac{p}{a}}(1-R)}{\operatorname{sh}\sqrt{\frac{p}{a}}}\cdot\frac{1}{p}$$

or

$$\frac{1}{p}\frac{\operatorname{sh}\sqrt{\frac{p}{a}}(1-R)}{\operatorname{sh}\sqrt{\frac{p}{a}}} \sqsubset \Theta\left(\frac{R}{2\sqrt{kt}}\right) + \sum_{n=1}^{\infty}\left[\Theta\left(\frac{2n+R}{2\sqrt{kt}}\right) - \Theta\left(\frac{2n-R}{2\sqrt{kt}}\right)\right]$$

$$\Psi R, t = \left\{ \Theta\left(\frac{RR_0}{2\sqrt{kt}}\right) + \sum_{n=1}^{\infty}\left[\Theta\left(\frac{2n + R R_0}{2\sqrt{kt}}\right) - \Theta\left(\frac{(2n - R)R_0}{2\sqrt{kt}}\right)\right]\right\}[\Psi(R, t)_{\substack{R+0\\t=0}}$$

$$[\Psi(R, t]_{\substack{R=0\\t=0}} = \lim_{r\to R_0} C_0 . \frac{R_0 - r}{R_0}.$$

Nous aurons donc

$$C(R,t) = \frac{C_0}{R_0}\left[\Theta\left(\frac{RR_0}{2\sqrt{kt}}\right) + \sum_{n=1}^{\infty}\left\{\Theta\left(\frac{(2n+R)R_0}{2\sqrt{kt}}\right) - \Theta\left(\frac{(2n-R)R_0}{2\sqrt{kt}}\right)\right\}\right].$$

Le gradient a donc pour expression

$$-\frac{\partial C}{\partial R} = -\frac{C_0}{R_0}\left[\frac{\partial\Theta}{\partial R}\left(\frac{RR_0}{2\sqrt{kt}}\right) + \sum_{n=1}^{\infty}\left\{\frac{\partial\Theta}{\partial R}\left(\frac{(2n+R)R_0}{2\sqrt{kt}}\right) - \frac{\partial\Theta}{\partial R}\left(\frac{(2n-R)R_0}{2\sqrt{kt}}\right)\right\}\right]$$

or

$$\frac{\partial\Theta}{\partial R}\left(\frac{RR_0}{2\sqrt{kt}}\right) = -\frac{2}{\sqrt{\pi}}\,e^{-\frac{R^2R_0^2}{4kt}} . \frac{R_0}{2\sqrt{kt}}.$$

Donc

$$\frac{\partial\Theta}{\partial R}\left(\frac{RR_0}{2\sqrt{kt}}\right) = -\frac{R_0}{\sqrt{k\pi t}}\,e^{-\frac{R^2R_0^2}{4kt}}.$$

De même

$$\frac{\partial\Theta}{\partial R}\left[\frac{(2n+R)R_0}{2\sqrt{kt}}\right] = -\frac{R_0}{\sqrt{k\pi t}}\,e^{-\frac{(2n+R)^2R_0^2}{4kt}}$$

et

$$\frac{\partial\Theta}{\partial R}\left[\frac{(2n-R)R_0}{2\sqrt{kt}}\right] = +\frac{R_0}{\sqrt{k\pi t}}\,e^{-\frac{(2n-R)^2R_0^2}{4kt}}.$$

On en déduit

$$-\frac{\partial c}{\partial r} = -\frac{C_0}{\sqrt{k\pi t}}\left[e^{-\frac{(R_0-r)^2}{4kt}} + \sum_{n=1}^{\infty}\left\{e^{-\frac{(2n+R_0-r)^2}{4kt}} + e^{-\frac{(2n-R_0+r)^2}{4kt}}\right\}\right].$$

A la surface de la sphère en particulier on a

$$\left(-\frac{\partial c}{\partial r}\right)_{r=R_0} = -\frac{C_0}{\sqrt{k\pi t}}\left[1 + 2\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{n^2}{kt}}\right].$$

Or

$$\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{n^2}{kt}} \leqslant \int_1^{\infty} e^{-\frac{x^2}{kt}}\,dx \leqslant \sqrt{kt}\int_{\frac{1}{\sqrt{kt}}}^{\infty} e^{-y^2}\,dy$$

et

$$k = 1{,}5 . 10^{-5} \text{ c. g. s.}$$

On peut donc négliger le terme $\Sigma$ et, en définitive

$$\boxed{\left(-\frac{\partial c}{\partial r}\right)_{r=R_0} = -\frac{C_0}{\sqrt{k\pi t}}.}$$

**III. Phénomènes de diffusion pour une bulle de gaz formée de facon instantanée aux dépens et à l'intérieur d'un solvant de concentration uniforme $C_0$.** — Ce cas réalise à quelques variantes près la synthèse des deux cas précédents.

Le dégazage local *instantané* fournit un système initial constitué : d'une bulle de rayon $\rho_0$ ; d'une couronne sphérique de solvant dégazé de rayon $R_0$ concentrique à la bulle et dont le volume $V_0 = v/C_0$ en désignant par $v$ le volume de la bulle.

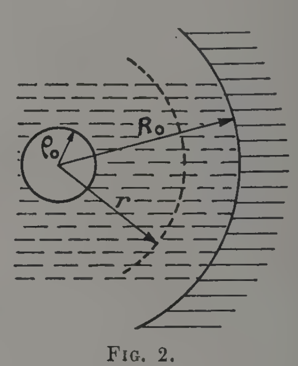



Fig. 2.

L'équation de transfert de la concentration étant linéaire, la solution de ce problème est la somme des solutions établies aux chapitres I et II.

Nous allons, cependant, modifier un peu les notations.

Nous allons prendre pour variable spatiale la variable $R = (r - \rho_0)/(R_0 - \rho_0)$ pour la diffusion à partir de la bulle et la variable

$$(1 - R) = (R_0 - r)/(R_0 - \rho_0) = R'$$

pour la diffusion à partir de la sphère de rayon $R_0$ ce qui présente l'avantage de traiter la couronne comme un « mur » d'épaisseur 1.

*a*) Diffusion dans la couronne a partir de la bulle. — L'équation

$$\frac{\partial^2 C_1}{\partial(r-\rho)^2} + \frac{2}{r-\rho}\frac{\partial C_1}{\partial(r-\rho)} - \frac{1}{k}\frac{\partial C_1}{\partial t} = 0$$

devient

$$\frac{1}{(R_0-\rho_0)^2}\left[\frac{\partial^2 C_1}{\partial R^2} + \frac{2}{R}\frac{\partial C_1}{\partial R}\right] - \frac{1}{k}\frac{\partial C_1}{\partial t} = 0$$

ou encore

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2} - \frac{(R_0-\rho_0)^2}{k}\frac{\partial\Phi}{\partial t} = 0$$

en posant

$$\Phi = (r - \rho_0)\,C_1/(R_0 - \rho_0).$$

Il viendra

$$-\frac{\partial C}{\partial R} = -\frac{C_{sat}}{R_0-\rho_0}\frac{\partial\Theta}{\partial R}\left[\frac{R(R_0-\rho_0)}{2\sqrt{kt}}\right].$$

$$\frac{\partial\Theta}{\partial R}\left[\frac{R(R_0-\rho_0)}{2\sqrt{kt}}\right] = -\frac{2}{\sqrt{\pi}}.e^{-\frac{R^2(R_0-\rho_0)^2}{4kt}}.\frac{R_0-\rho_0}{2\sqrt{kt}}$$

$$= -\frac{R_0-\rho_0}{\sqrt{k\pi t}}e^{-\frac{R^2(R_0-\rho_0)^2}{4kt}}$$

d'où

$$-\frac{\partial C_1}{\partial R} = +\frac{C_{sat}}{\sqrt{k\pi t}}e^{-\frac{R^2(R_0-\rho_0)^2}{4kt}}.\frac{1}{R_0-\rho_0}$$

$$= +\frac{C_{sat}}{\sqrt{k\pi t}}e^{-\frac{(r-\rho_0)^2}{4kt}}.\frac{1}{R_0-\rho_0}$$

et comme

$$\frac{\partial C_1}{\partial r} = \frac{1}{R_0-\rho_0}\frac{\partial C_1}{\partial R}$$

$$-\frac{\partial C_1}{\partial r} = \frac{C_{sat}}{\sqrt{k\pi t}}e^{-\frac{(r-\rho_0)^2}{4kt}}.$$

*b*) Diffusion dans la couronne a partir de la périphérie. — L'équation

$$\frac{\partial^2 C_2}{\partial(R_0-r)^2} + \frac{2}{R_0-r}\frac{\partial C_2}{\partial(R_0-r)} - \frac{1}{k}\frac{\partial C_2}{\partial t} = 0$$

devient

$$\frac{1}{(R_0-\rho_0)^2}\left[\frac{\partial^2 C_2}{\partial R'^2} + \frac{2}{R'}\frac{\partial C_2}{\partial R'}\right] - \frac{1}{k}\frac{\partial C_2}{\partial t} = 0$$

ou encore

$$\frac{\partial^2\chi}{\partial R'^2} - \frac{(R_0-\rho_0)^2}{k}\frac{\partial\chi}{\partial t} = 0$$

en posant

$$\chi = C_2.(R_0-r)/(R_0-\rho_0)$$

Il viendra

$$\sqrt{k\pi t}\left(-\frac{\partial C_2}{\partial R'}\right) = \frac{C_0}{R_0-\rho_0}\left[\frac{\partial\Theta}{\partial R'}\left(\frac{(R_0-\rho_0)R'}{2\sqrt{kt}}\right)\right.$$

$$+\sum_{n=1}^{\infty}\left\{\frac{\partial\Theta}{\partial R'}\left(\frac{(2n+R')(R_0-\rho_1)}{2\sqrt{kt}}\right)\right.$$

$$\left.\left.-\frac{\partial\Theta}{\partial R'}\left(\frac{(2n-R')(R_0-\rho_0)}{2\sqrt{kt}}\right)\right\}\right].$$

Soit

$$-\frac{\partial C_2}{\partial r} = -\frac{C_0}{\sqrt{k\pi t}}$$

$$\left[e^{-\frac{(R_0-r)^2}{4kt}} + \sum_{n=1}^{\infty}\left\{e^{-\frac{(2n+R_0-r)^2}{4kt}} + e^{-\frac{(2n-R_0+r)^2}{4kt}}\right\}\right].$$

Le gradient à la surface de la sphère de rayon $r$ est donc

$$-\frac{\partial C}{\partial r} = -\left(\frac{\partial C_1}{\partial r} + \frac{\partial C_2}{\partial r}\right)$$

$$\boxed{-\frac{\partial C}{\partial r} = \frac{1}{\sqrt{k\pi t}}\left[C_{sat}\,e^{-\frac{(r-\rho_0)^2}{4kt}} - C_0\,e^{-\frac{(R_0-r)^2}{4kt}}\right].}$$

Les termes $\Sigma$ pouvant être négligés.

Ce qui donne à la surface de la bulle

$$\boxed{\left(-\frac{\partial C}{\partial r}\right)_{r=\rho_0} = \frac{1}{\sqrt{k\pi t}}\left[C_{sat} - C_0\,e^{-\frac{(R_0-\rho_0)^2}{4kt}}\right].}$$

On retrouve bien les conclusions du chapitre I

pour $C_0 = 0$ ; pour $R_0 = \infty$.

Cette formule générale permet de résoudre immédiatement le cas où la bulle du chapitre I baigne dans un solvant à la concentration $C_0$. Dans ce cas $R_0 = \rho_0$ et

$$\boxed{\left(-\frac{\partial C}{\partial r}\right)_{\substack{r=\rho\\R_0=\rho}} = \frac{1}{\sqrt{k\pi t}}[C_{sat} - C_0].}$$

On voit, en particulier, que pour $C_0 = C_{sat}$ la bulle est en équilibre avec le liquide puisque le gradient est nul à sa surface,

Nous nous sommes inspiré pour conduire ces calculs des méthodes proposées par François Trèves [1] en théorie de la chaleur.

Proposons-nous maintenant de rechercher le temps de résolution d'une bulle isolée, immobile par rapport au liquide. Il va sans dire qu'il s'agit d'une expérience idéale strictement irréalisable. Notre simple objet est de montrer que l'hypothèse [2] selon laquelle après une phase de contraction adiabatique la bulle continuerait de se contracter à pression interne constante (les gaz repassant en solution) est fort hasardeuse.

**Temps de résolution de la bulle soumise à la pression $P$ au sein du liquide à la concentration $C_0$ en gaz.** — Le gradient à la surface de la bulle a pour valeur

$$-\frac{\partial C}{\partial\rho} = \frac{C_{sat}-C_0}{\sqrt{k\pi t}}$$

où $C_{sat} = \alpha\Pi$ (loi de Henry) en désignant par $\Pi$ la pression à l'intérieur de la bulle, c'est-à-dire

$$\Pi = P + \frac{2\sigma}{\rho}$$

en désignant par $\sigma$ la tension superficielle du liquide

Donc

$$-\frac{\partial C}{\partial\rho} = \left[\alpha\left(P+\frac{2\sigma}{\rho}\right) - C_0\right]\frac{1}{\sqrt{k\pi}}.$$

Or d'après la relation de Fick

$$dm = -kS\frac{\partial C}{\partial\rho}dt$$

en désignant par $dm$ la masse de gaz repassant en solution dans l'intervalle de temps $dt$

$$dm = 4\sqrt{k\pi}\,[(\alpha P - C_0)\,\rho^2 + 2\alpha\sigma\rho]\frac{dt}{\sqrt{t}}.$$

Par ailleurs, $V$ désignant le volume et $M$ la masse moléculaire du gaz

$$\Pi V = mRT/M.$$

On en déduit

$$dm = \frac{M}{RT}(\Pi\, dV + V d\Pi).$$

Or

$$dV = 4\pi\rho^2\, d\rho$$

$$d\Pi = -\frac{2\sigma}{\rho^2}d\rho$$

puisque la pression externe $P$ est constante

$$dm = \frac{M}{RT}\left[\left(P + \frac{2\sigma}{\rho}\right).4\pi\rho^2\, d\rho + \frac{4}{3}\pi\rho^3\left(-\frac{2\sigma}{\rho^2}d\rho\right)\right]$$

Soit, toutes simplifications faites

$$dm = \frac{4\pi M}{RT}\left[P\rho^2 + \frac{4}{3}\sigma\rho\, d\rho\right].$$

D'où l'équation différentielle

$$\frac{\Pi M}{^2RT}\left[P\rho^2 + \frac{4}{3}\sigma\rho\right]d\rho = -\sqrt{k\pi}\,[(\alpha P - C_0)\,\rho^2 + 2\alpha\sigma\rho]\frac{dt}{\sqrt{t}}$$

c'est-à-dire

$$M\sqrt{\pi/k}\left[\frac{P\rho + 4\rho/3}{(\alpha P - C_0)\,\rho + 2\alpha\sigma}\right]d\rho = -\frac{dt}{\sqrt{t}}$$

ce qui donne après intégration et tous calculs auxiliaires faits pour le temps de résolution $\tau$

$$\frac{2RT}{M\sqrt{\pi/k}}\sqrt{\tau} = \frac{P}{\alpha P - C_0}\rho_0 - \frac{(2/3)\,\sigma\alpha P + (4/3)\,\sigma C_0}{(\alpha P - C_0)^2}\,\text{Log}\left(1 + \rho_0\frac{\alpha P - C_0}{2\alpha\sigma}\right).$$

Supposons, pour nous placer dans le cas où la résolution est la plus rapide, $C_0$ négligeable devant $\alpha P$ il vient

$$\frac{2RT}{M\sqrt{\pi/k}}\sqrt{\tau} = \frac{1}{\alpha}\left[\rho_0 - \frac{2/3\sigma}{P}\log\left(1 + \frac{\rho_0 P}{2\sigma}\right)\right].$$

Si le terme de Laplace initial est faible, c'est-à-dire si la bulle est assez grosse on peut se contenter des premiers termes du développement de $\log(1 + \rho_0 P/2\sigma)$ en fonction de $P/2\sigma$

$$\text{Log}\,(1 + \rho_0 P/2\sigma) = \rho_0 P/2\sigma.$$

Soit en définitive

$$\frac{2RT}{M\sqrt{\pi/k}}\sqrt{\tau} = \frac{1}{\alpha}\cdot\frac{2}{3}\rho_0.$$

D'où

$$\tau = \frac{\pi\rho_0^2\, M^2}{9\alpha^2\, kR^2\, T^2}.$$

Prenons le cas d'une bulle résonnante à 17 700 kilocycles soustraite aux ultrasons lorsque $r = r_0$ et immobile par rapport au liquide

| | |
|---|---|
| $\rho_0 = 1{,}855.10^{-2}$ cm | $\rho_0^2 = 3{,}25.10^{-4}$ cm |
| $k = 1{,}5.10^{-5}$ cgs | |
| $T = 290$ °K | $T^2 = 84\,100$ |
| $P = 10^6$ dynes/cm | |
| $R = 8{,}31.10^7$ | $R^2 = 69{,}05.10^{14}$ |
| $M = 28{,}896$ | $M^2 = 834{,}63.$ |

On peut exprimer la loi de Henry sous deux formes

Soit $C_1 = \alpha P$

$C_1$ désignant la masse de gaz dissoute dans l'unité de volume de liquide.

Soit en exprimant le rapport

$$\beta = \frac{C_1}{C_g}$$

des masses de gaz respectivement présentes dans l'unité de volume de liquide et de l'atmosphère gazeuse.

Il est aisé de relier ces deux coefficients.

En effet

$$C_g = \frac{M.P}{22\,400.10^6}.$$

Donc

$$P = C_g\frac{22\,400.10^6}{M}$$

et

$$C_1 = \alpha.C_g.\frac{22\,400.10^6}{M}.$$

D'où

$$\beta = \alpha.\frac{22\,400.10^6}{M}.$$

Or le coefficient de solubilité est pour les gaz de l'air de l'ordre de 0,015. On en tire

$$\alpha = \frac{M.15.10^{-3}}{22\,400.10^6}$$

$$\alpha \# 2.10^{-11},$$

On en tire $\tau \# 28.10^3$ secondes.

Ce qui est loin des périodes ultrasonores.

Il nous semble donc, compte tenu des approximations évidemment criticables, que nous avons faites, que l'hypothèse d'une phase isobarique succédant à une phase adiabatique au cours de la contraction de la bulle est sujette à caution.

Qu'il nous soit permis de remercier en terminant M. le Pr René Lucas, Directeur du Laboratoire de Recherches Physiques à la Sorbonne, pour ses conseils, ses suggestions et son inépuisable amabilité.

Manuscrit reçu le 7 novembre 1957.

## BIBLIOGRAPHIE

François Trevres, Étude de la propagation de la chaleur en régime variable. *Act. Sc. Industr.*, Hermann, éditeur, 1954.

Brice Derouet, Recherche sur le dégazage des liquides soumis aux vibrations ultrasonores. *Thèse*, Paris, 1952, p. 65.

# SUR LE SPECTRE DE FREINAGE INTERNE ET LES RAIES D'AUTO-IONISATION DES NUCLIDES $^{90}$Y ET $^{32}$P DANS LA RÉGION DES BASSES ÉNERGIES

Par GÉRARD-ANDRÉ RENARD,
Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires, Collège de France.

**1. Introduction.** — L'émission β est accompagnée de plusieurs phénomènes secondaires : parmi ceux-ci le phénomène de freinage interne et celui d'autoionisation donnent lieu à l'émission de photons et d'électrons.

Dans le cas du freinage interne, les photons forment un spectre continu d'énergie maximum égale à celle du spectre β. Dans le cas de l'autoionisation, à la suite d'un spectre continu d'électrons arrachés au cortège, on observe des photons caractéristiques du réarrangement atomique et des électrons Auger.

Depuis la mise en évidence par Aston [1] en 1927 d'un rayonnement γ lié à l'émission β, diverses expériences utilisant les techniques de la chambre d'ionisation et du compteur de Geiger-Müller ont cherché à séparer les rayonnements de freinage externe et interne ainsi qu'à définir la forme et l'intensité du spectre de ce dernier. L'article de C. S. Wu [2] en 1941 comporte une importante bibliographie de cette période.

La théorie du phénomène a été donnée simultanément par Bloch [3] et Knipp et Uhlenbeck [4] pour les transitions permises puis par Wang-Chang et Falkoff [5] pour les transitions interdites.

La mise au point de la technique des compteurs à scintillations a permis de reprendre les études expérimentales avec une meilleure précision. Divers auteurs [6-13] ont généralement trouvé un accord satisfaisant avec la théorie, quant à la forme et à l'intensité du spectre. Plus récemment [14-16] des divergences ont été signalées entre la forme, l'intensité expérimentale et les prévisions théoriques. L'étude de l'autoionisation, dont les calculs théoriques sont dus à Migdal [17] et à Levinger [18], n'a donné lieu qu'à peu de travaux expérimentaux : certains [19] ont mis en évidence par la méthode des coïncidences le spectre d'électrons arrachés à l'atome émetteur, la plupart des travaux [13-20] mesurent les photons caractéristiques de réarrangement atomique.

Je m'étais proposé l'étude de la forme du spectre de freinage interne aux très basses énergies de quelques keV à quelques dizaines de keV. Pour cela, j'ai utilisé la technique du compteur proportionnel.

La forme du spectre est très sensible à l'efficacité du compteur ; la mesure absolue de l'intensité du spectre demande une mesure précise de l'intensité absolue β de la source. Dans mes publications précédentes [21-24] l'efficacité du compteur était calculée ; dans cet article, je donne une méthode de mesure de l'efficacité du compteur proportionnel. La mesure de l'intensité absolue β qui impliquait une mesure d'angle solide a été rendue plus directe. Tenant compte de ces améliorations, j'ai étudié la forme et l'intensité du spectre de freinage interne et des pics $K$ et $L$ d'autoionisation de $^{90}$Y ; en outre, j'ai repris parmi les mesures antérieures relatives au $^{32}$P, certaines expériences dont je donne les résultats modifiés.

**2. Dispositif expérimental.** — Le dispositif représenté figure 1 est sensiblement le même que celui

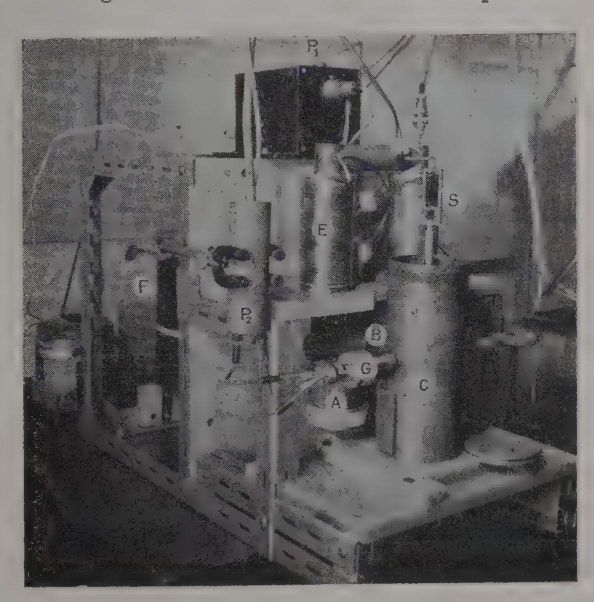



Fig. 1. — Dispositif expérimental. A : compteur proportionnel. B : canaliseur. C : chambre de la source. S : porte source coulissant verticalement. E : électroaimant. G : compteur G-M de contrôle. $P_2$ : préampli du compteur G-M. $P_1$ : préampli du compteur proportionnel. F : four de purification.

décrit dans les publications antérieures [21]. La source est placée dans une chambre vidée, le rayonnement canalisé pénètre dans le compteur à travers

une fenêtre mince. Le rayonnement β est dévié par un électro-aimant dont les pôles sont placés de part et d'autre du canaliseur en plexiglass ; le schéma de principe est représenté figure 2. Le compteur cylindrique, d'un diamètre de 60 mm, a un fil en molybdène de 0,08 mm et comporte deux fenêtres diamétralement opposées d'un diamètre utile de 8 mm ; l'une est fermée par une feuille de Be de 17 mg/cm², l'autre par une feuille de formvar d'environ 1 mg/cm² de masse superficielle. Le gaz de remplissage est purifié en circulant d'une manière continue sur du Ca chauffé. Le compteur a, dans ces conditions, une excellente stabilité. La source voit le compteur sous un angle solide de quelques $10^{-5}$. Un faible champ magnétique suffit à éliminer la composante électronique émise et le spectre ne montre aucune variation pour un champ magnétique variant de 600 gauss à 4 000 gauss. Les impulsions sont amplifiées dans un appareillage classique et analysées par un sélecteur à 50 canaux.

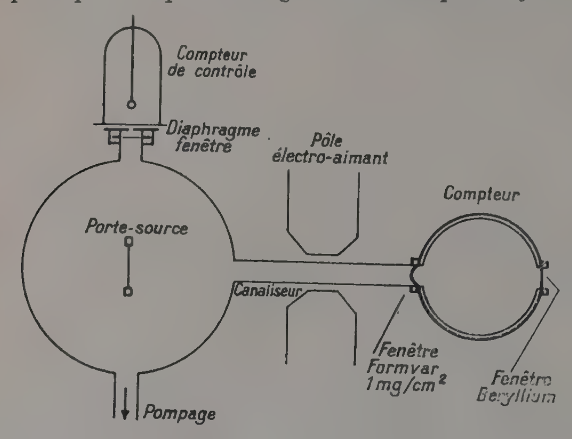



FIG. 2. — Schéma de principe du dispositif expérimental.

3. **Préparation des sources.** — La source de $^{90}$Y est préparée à partir d'une source de $^{90}$Sr fixée une fois pour toutes sur une résine échangeuse de cations. Nous avons construit l'appareil avec Bonnin qui a mis au point la méthode [25] et effectué les extractions permettant d'obtenir des sources de grande pureté

$$\left(\frac{\text{activité } ^{90}\text{Sr}}{\text{activité } ^{90}\text{Y}} \leqslant 2{,}6\ 10^{-8}\right)$$

et de grande activité spécifique $\sim$ 0,3 mg de matière par millicurie.

Les sources d'activité 1 à 2 mc sont déposées sur des supports de LC 600 de $\sim$ 50 μg/cm² ; leur diamètre est inférieur à 4 mm.

4. **Mesure de l'intensité β de la source.** — Dans les mesures précédentes, l'intensité du rayonnement β de la source était mesurée à la chambre d'ionisation étalonnée par Savel, la précision était de l'ordre de 10 % mais, pour comparer à l'intensité du rayonnement de freinage pénétrant dans le compteur, la valeur de l'intensité était multipliée par l'angle solide $\Omega/4\pi$, déterminé géométriquement, sous lequel le compteur voit la source. A l'erreur sur la mesure à la chambre d'ionisation s'ajoutait l'erreur sur l'angle solide, erreur difficilement évaluable.

Dans ces expériences, j'ai mesuré directement l'intensité β à la sortie du canaliseur, en annulant le champ magnétique. Le nombre de particules au début des mesures saturant le compteur, on suit la décroissance du produit avec un compteur Geiger-Müller placé à 90° du canaliseur et ayant un angle solide assez petit pour avoir des pertes de comptage négligeables ; lorsque l'activité est suffisamment réduite, elle est mesurée à la sortie du canaliseur, soit par le compteur proportionnel lui-même, soit en le remplaçant par un compteur Geiger-Müller. La fenêtre du compteur proportionnel restant fixée à l'extrémité du canaliseur, il a été tenu compte des transmissions des fenêtres de compteurs.

Si l'on compare avec la mesure à la chambre d'ionisation, en n'admettant aucune erreur de la chambre d'ionisation, on trouve un angle solide effectif de 3,1 $10^{-5}$ au lieu de l'angle solide géométrique de 3,55 $10^{-5}$. Il faut noter que la comparaison de l'intensité β et de l'intensité γ à la sortie du même canaliseur, ne tient pas compte des réflexions différentes de ces deux rayonnements. Toutefois, la mesure directe semble préférable. Plusieurs canaliseurs en plexiglass de longueurs différentes ont été utilisés.

5. **Mesure de l'efficacité du compteur proportionnel.** — A la sortie du canaliseur, le rayonnement traverse la fenêtre avant de pénétrer dans le compteur. La feuille de formvar de $\sim$ 1 mg/cm² constituant la fenêtre est soumise à la pression du gaz contenu dans le compteur et se gonfle vers le canaliseur et la chambre qui sont sous vide. Le rayonnement traverse ainsi un espace mort où règne un champ électrique insuffisant pour diriger vers le fil du compteur les ions créés ; ensuite le rayonnement pénètre dans le volume utile du compteur.

Dans les expériences précédentes, j'avais calculé l'absorption de la fenêtre, négligé l'espace mort, et calculé l'efficacité dans le compteur en considérant l'absorption de la masse superficielle de gaz située entre les deux fenêtres. Dans ces expériences, j'ai mesuré l'efficacité du dispositif à l'aide de rayons X en fonction de la pression du compteur. Un faisceau de rayons X est envoyé sur une cible mise à la place de la source ; les rayons caractéristiques émis à 90° du faisceau incident sont dirigés vers le compteur, traversent la fenêtre, puis l'espace mort dont l'absorption varie avec la pression, et pénè-

trent dans le volume utile du compteur. Le rendement global $R$ du compteur peut être mis sous la forme :

$$R = T \times e^{-\mu/\rho m'}[1 - e^{-\mu/\rho m}]$$

$T$ est la transmission de la fenêtre,
$\mu/\rho$ : le coefficient d'absorption dans le gaz,
$m$ : la masse superficielle du volume utile,
$m'$ : la masse superficielle de l'espace mort,
avec

$$m = \rho\, l\, p/p_0$$

$$m' = \rho\, l'\, p/p_0$$

$\rho$ est la densité du gaz de remplissage à la pression atmosphérique $p_0$,
$p$ : la pression du gaz ; $l$ et $l'$ : les longueurs effectives traversées par le rayonnement dans le volume utile et l'espace mort. La transmission $T$ de la fenêtre reste constante pour une feuille donnée.

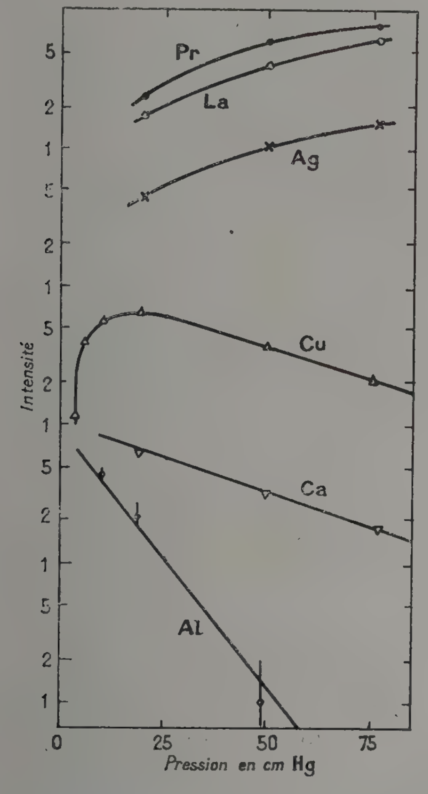



Fig. 3. — Rendement relatif du compteur en fonction de la pression pour des rayons X caractéristiques (Al : 1,48 keV. Ca : 3,7 keV. Cu : 8,05 keV. Ag : 22,2 keV. La : 33,5 keV. Pr : 36 keV). Gaz de remplissage : xénon. Les ordonnées sont en unités arbitraires.

Comme l'on a approximativement

$$m'/m = l'/l \cong 1/10$$

le rendement en fonction de la pression du compteur doit d'abord croître [terme $(1 - e^{-\mu/\rho\, m})$], puis passer par un maximum et décroître lorsque l'absorption par l'espace mort devient prépondérante [terme $e^{-\mu/\rho\, m'}$]. Pour des photons suffisamment énergiques, donc de $\mu/\rho$ faible et des pressions inférieures à la pression atmosphérique, on n'observe que la partie montante de la courbe ; si au contraire l'énergie est faible, c'est la partie descendante de la courbe que l'on observera et il sera difficile, sinon impossible, de faire fonctionner le compteur à des pressions suffisamment basses pour observer la partie croissante de la courbe.

Les courbes expérimentales de rendement pour divers photons caractéristiques sont données figure 3 dans le cas d'un remplissage de xénon. Les corps suivants ont été utilisés : Al, 1,48 keV ; Ca, 3,7 keV ; Cu, 8,05 keV ; Ag, 22,2 keV ; La, 33,5 keV ; Pr, 36 keV ; le lanthane et le praseodyme encadrent la discontinuité $K$ du xénon. De ces courbes, on déduit les valeurs soit de $m$, soit de $m'$ ou les deux valeurs dans le cas du Cu. Les valeurs de $m$ ou de $m'$ sont égales, aux erreurs expérimentales près et la valeur $m'/m$ constante ; dans le cas du $X_e$ on obtient $m'/m = 0{,}10 \pm 0{,}03$. Les valeurs de $m$ correspondent à une longueur effective de 8 cm alors que la distance séparant les

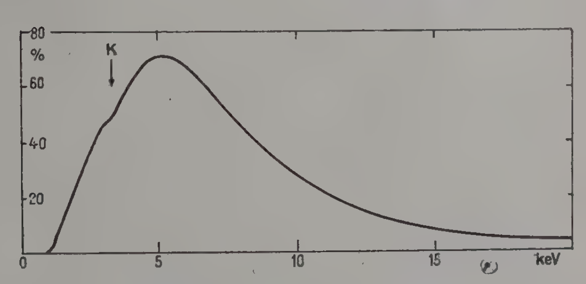



Fig. 4. — Rendement du dispositif en fonction de l'énergie pour un remplissage de 40 cm d'argon et une fenêtre de 1,2 mg/cm² de formvar.

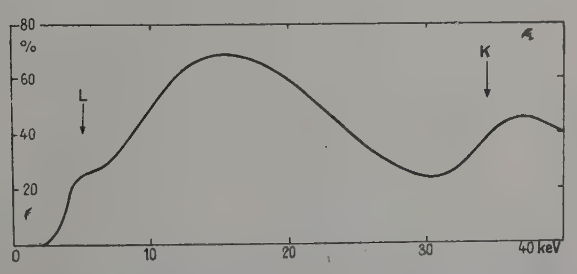



Fig. 5. — Rendement du dispositif en fonction de l'énergie, pour un remplissage de 72 cm de xénon et une fenêtre de 1 mg/cm² de formvar.

deux fenêtres n'est que de 6 cm. Cette divergence est vraisemblablement due entre autres causes à un élargissement du faisceau dans le volume utile. Les mesures ne sont pas assez précises pour déceler des longueurs effectives différentes selon l'énergie ou la pression. Les valeurs de $m'$ correspondent à une longueur de 8 mm ce qui — autant qu'on puisse le mesurer — correspond à l'espace mort géométrique. Dans le cas de l'argon on a $m'/m = 0{,}11 \pm 0{,}04$. La transmission de la fenêtre a été calculée en utilisant les valeurs de Nordfors [26]. C'est avec ces valeurs que j'ai calculé les courbes de rendement du compteur. Deux exemples de courbes d'efficacité en fonction de l'énergie sont données figure 4 et 5. Au passage des discontinuités $K$ et $L$, j'ai tenu compte de la largeur finie des raies d'étalonnage.

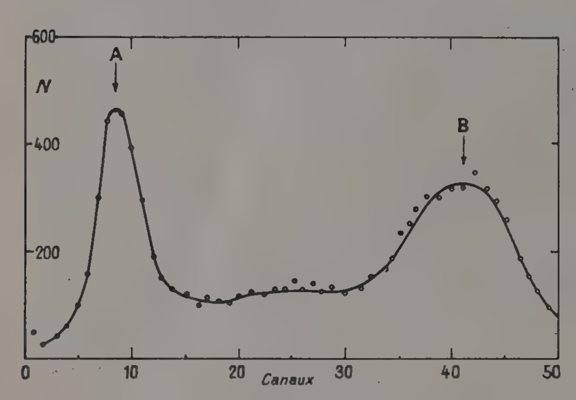



Fig. 6. — Spectre expérimental brut obtenu avec le compteur laiton montrant le pic $L$ d'autoionisation de $^{90}$Y (A) et le pic parasite dû au cuivre (B).

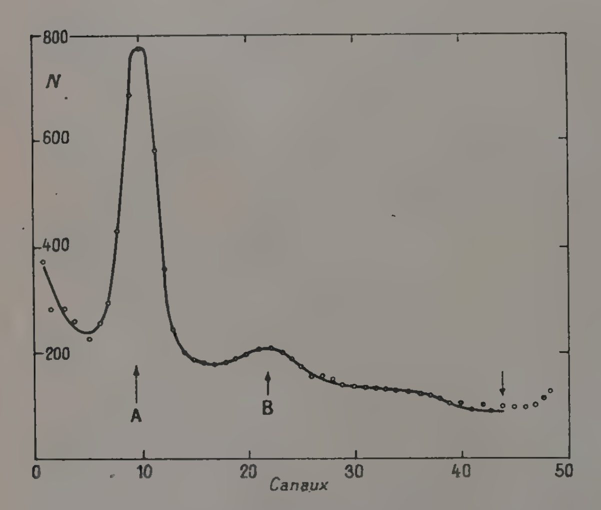



Fig. 7. — Spectre expérimental brut obtenu avec le compteur laiton montrant le pic parasite dû au Cu (A) et le pic $K$ d'autoionisation de $^{90}$Y (B).

6. **Spectre de freinage interne et pics d'autoionisation de $^{90}$Y.** — Plusieurs séries d'expériences ont été faites avec un dispositif en laiton (compteur et chambre de la source, et support de la fenêtre), et le même dispositif chemisé antérieurement en Al (compteur et chambre chemisée de 1 mm d'Al, support de fenêtre en Al).

Les expériences faites avec le dispositif en laiton montrent un pic parasite dû au Cu à 8 keV ; les figures 6 et 7 représentent deux exemples des spectres expérimentaux bruts obtenus ; il est à remarquer que le pic $L$ (2 keV) d'autoionisation ne

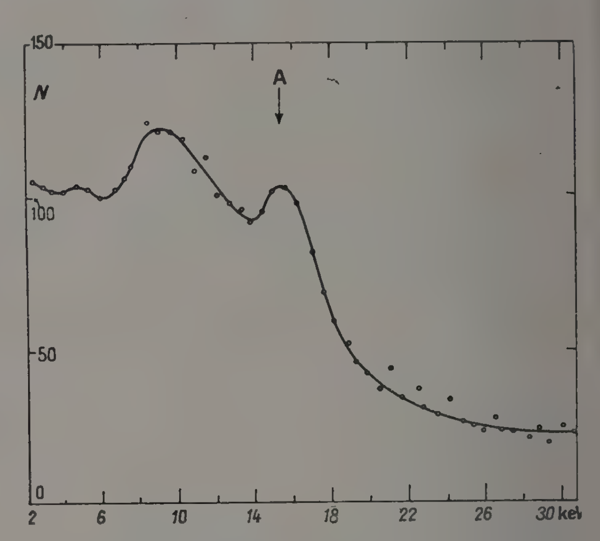



Fig. 8. — Spectre expérimental brut obtenu avec le dispositif chemisé d'aluminium. Le pic parasite du Cu est très atténué.

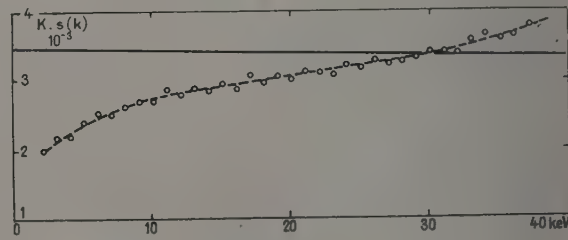



Fig. 9. — Spectre de freinage interne de $^{90}$ Y.$s(k)$ est la probabilité d'émission d'un photon d'énergie $K$. Le produit $ks(k)$ est porté en ordonnée. La courbe théorique est représentée en trait plein.

risque pas d'être noyé dans un pic parasite dû à l'aluminium (1,48 keV). Les expériences faites avec le dispositif chemisé d'Al permettent d'explorer la région de 8 keV avec plus de certitude ; la figure 8

montre un exemple de spectre expérimental brut obtenu. Il n'a pas été tenu compte de la région du pic parasite de l'aluminium (1,48 keV).

A partir de 4 sources et de 16 remplissages différents, les moyennes des points expérimentaux de plusieurs centaines d'heures de mesures ont été portées sur la figure 9, sous la forme du produit $k.s(k)$, $k$ représentant l'énergie du photon émis et $s(k)$ la probabilité d'émission. La courbe pointillée représente la valeur théorique. Les pics d'autoionisation ont été soustraits graphiquement. J'ai mesuré le rapport de l'intensité de chaque pic à l'intensité du spectre pour la même énergie ; les valeurs obtenues sont assez dispersées selon les remplissages, la valeur moyenne étant 1,78 pour le pic $K$ et 2,18 pour le pic $L$, ce qui donne les valeurs rapportées dans le tableau I.

7. **Modifications de résultats antérieurs concernant $^{32}$P.** — La méthode de mesure de l'efficacité du compteur qui vient d'être décrite m'a permis de reconsidérer les résultats antérieurs obtenus avec $^{32}$P. L'angle solide effectif déterminé dans les expériences sur $^{90}$Y a été utilisé. Sur la figure 10 la courbe théorique de la valeur de $ks(k)$ est portée (1) ainsi que les points expérimentaux. Le rapport de l'intensité du pic $K$ à l'intensité du spectre pour la même énergie est de 4,27 ce qui permet d'obtenir la valeur de l'autoionisation qui est reportée dans le tableau I.

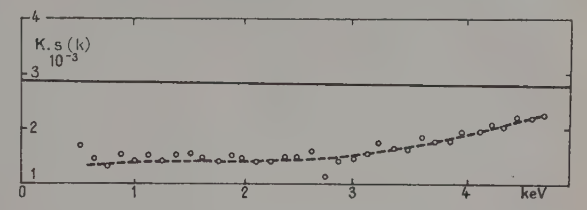



Fig. 10. — Spectre de freinage interne de $^{32}$P. $s(k)$ est la probabilité d'émission d'un photon d'énergie $k$. Le produit $ks(k)$ est porté en ordonnée. La courbe théorique est représentée en trait plein.

TABLEAU I

| Nuclide | $W_\beta$ max. | $E_{photons}$ | $\frac{N \text{ photons}}{N_\beta}$ | $\omega$* | $P_{experim.}$ ** | $P_{théorique}$ *** |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $^{90}_{39}$Y | 2,2 MeV | $K = 15{,}7$ keV | 3,29 $10^{-4}$ | 0,69 | 4,75 $10^{-4}$ | 5,9 $10^{-4}$ |
| | | $L = 2$ keV | 2,18 $10^{-4}$ | 0,365 | 60 $10^{-4}$ | 50 $10^{-4}$ |
| $^{32}_{15}$P | 1,7 MeV | $K = 2$ keV | 2,6 $10^{-4}$ | 0,0555 | 47 $10^{-4}$ | 37 $10^{-4}$ |

* $\omega$ est le facteur de fluorescence [27].
** $P$ est la probabilité d'autoionisation de la couche $K$.
*** Les valeurs théoriques sont celles de Levinger [18].

8. **Conclusions.** — On remarque dans les résultats deux caractéristiques : les courbes sont croissantes, ce qui est à rapprocher des résultats suédois [14, 15] et de ceux de H. Langevin [16] ; d'autre part, il y a un désaccord avec les courbes théoriques.

La montée des courbes dépend de l'efficacité ; il est certain que si la méthode d'étalonnage par les rayons X donne des résultats plus sûrs, il n'en reste pas moins que, pour ces énergies, la courbe d'efficacité est très sensible aux valeurs $m$ et $m'$ trouvées ; de plus, une faible erreur se répercute d'une manière continue en fonction de l'énergie et peut devenir très importante vers les très basses énergies ; enfin la transmission de la fenêtre est très incertaine.

D'autre part, l'emploi du même angle solide effectif pour des rayons β et des photons introduit une erreur supplémentaire. La méthode du compteur proportionnel, avec un dispositif très canalisé, s'adapte donc difficilement à l'étude d'un tel problème. Il reste une mesure expérimentale directe sûre, c'est la mesure du rapport de l'intensité du pic d'autoionisation à l'intensité de la composante du spectre de même énergie.

En utilisant ce rapport, les mesures d'efficacité et de l'angle solide, on obtient un accord assez bon théorie-expérience de l'autoionisation et un désaccord net pour le freinage interne.

Si la théorie du freinage interne est valable et mes mesures d'efficacité et d'angle solide erronées, on obtiendra des valeurs expérimentales d'autoionisation nettement incompatibles avec la théorie. Il reste l'hypothèse que mes corrections ne sont pas exactes et que ni le freinage interne, ni l'autoionisation ne soient en accord avec la théorie.

Je remercie M. le Pr Joliot des conseils qu'il m'a donnés au cours de ce long travail.

Manuscrit reçu le 5 novembre 1957.

(1) La courbe théorique reportée antérieurement est entachée d'une erreur de calcul et doit être multipliée par un facteur 1,5.

BIBLIOGRAPHIE


[1] Aston (G. H.), *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1927, **23**, 935.
[2] Wu (C. S.), *Phys. Rev.*, 1941, **59**, 481.
[3] Bloch (F.), *Phys. Rev.*, 1936, **50**. 272.
[4] Knipp (J. K.) et Uhlenbeck (G. E.), *Physica*, 1936, **3**, 425.
[5] Wang Chang (C. S.) et Falkoff (D. L.), *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 365.
[6] Madansky (L.) et Rasetti (F.), *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 187.
[7] Novey (T. B.), *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 145.
[8] Mäkiej (B.), *Acta Physica Polonica*, 1953, **12**, 32.
[9] Novey (T. B.), *Phys. Rev.*, 1953, **89**. 672.
[10] Bolgiano (P.), Madansky (L.) et Rasetti (F.), *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 679.
[11] Michalowicz (A.), *Ann. Physique*, 1957, **13**, 116.
[12] Goodrich (M.) et Payne (W. B.), *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 405.
[13] Bœhm (F.) et Wu (C. S.), *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 518.
[14] Liden (K.) et Starfelt (N.), *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 419.
[15] Starfelt (N.) et Svantesson (N. L.), *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 708.
[16] Langevin-Joliot (H.), *Ann. Physique*, 1957, **13**, **16**.
[17] Migdal (A.), *J. Phys. Exp. et Théor.*, U. R. S. S., 1941, **11**, 207.
[18] Levinger (J. S.), *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 11.
[19] Charpak (G.), *Thèse*, Paris.
[20] Gray, *Phys. Rev.*, 1939, **55**. 586.
[21] Renard (G.-A.), *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 361.
[22] Renard (G.-A.), *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1954, **238**. 1991.
[23] Renard (G.-A.), *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1954, **238**, 1072.
[24] Renard (G.-A.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 575.
[25] Bonnin (A.), *Bull. Soc. Chim. France*, 1956, 1563.
[26] Nordfors (B.), *Ark. Phys.*, 1957, **11**. 587.
[27] Burhop (E. H. S.), The Auger Effect, Cambridge monographs on physics, 1952.


## REVUE DES LIVRES

Pepperhoff (W.), **Rayonnement thermique.** (Temperaturstrahlung.) 1 vol., 15,5 × 22 cm, 281 pages, Steinkopff, Darmstadt, 1956, D. M. 37,50.

Il s'agit d'un ouvrage extrêmement détaillé de physique expérimentale et classique : L'étude du rayonnement thermique et optique. Après un exposé des lois du rayonnement (Kirchhoff. Planck, Wien, Stefan) on passe à la description des propriétés du rayonnement des gaz, à l'optique des métaux, des solides non métalliques et des systèmes dispersés. Puis aux mesures du rayonnement, à la pyrométrie optique, et au transport de chaleur par rayonnement. Sans critiquer le fond de l'ouvrage, nous pensons qu'une présentation moins dense et uniforme faciliterait la lecture et la mémoire des faits décrits.

J. Winter.

Massignon (D.), **Mécanique statistique des fluides. Fluctuations et propriétés locales.** (1 vol. 25 × 16, xiv + 263 pages. Dunod, Paris, 1957, 3 900 F).

Ce petit livre de 250 pages contient un exposé très moderne de l'hydrodynamique et de la thermodynamique dans le cadre de la mécanique statistique et une étude approfondie des fluctuations et des propriétés locales des fluides classiques et quantiques.

L'auteur y développe des méthodes qu'il a proposées en 1949 et que d'autres ont repris depuis (Kirkwood et son école, entre autres) et qui lui permettent d'aborder un grand nombre de problèmes qu'on ne savait pas traiter jusqu'ici.

En hydrodynamique statistique, par exemple, l'introduction de grandeurs semi-fines, tenant compte du caractère ponctuel des observations locales, rend possible l'étude des dispersions et corrélations des fluctuations du courant de masse, du courant d'impulsion, des densités et courants d'énergie cinétique et potentielle, etc...

Le tenseur de covariance des fluctuations du courant de masse caractérise la turbulence des fluides compressibles, comme le tenseur de von Karman celle des fluides compressibles. De même, la covariance locale des fluctuations de la « densité de facteur de structure » conduit à une expression des lois de la diffusion cohérente d'une onde électromagnétique par un fluide, qui est valable des rayons X aux ondes hertziennes. Enfin, l'étude de la covariance temporelle de la force d'interaction exercée sur une molécule par les autres molécules donne une interprétation statistique de la constante de Langevin du mouvement Brownien.

En thermodynamique statistique, l'auteur définit l'état local du fluide dans un volume partiel et montre que, si le fluide est dans un état canonique d'équilibre et si les dimensions du volume partiel sont grandes devant la portée des interactions et petites devant celles de l'enceinte contenant le fluide, cet état local est un état grand-canonique de Gibbs, même en présence d'un champ extérieur. D'où une théorie de la condensation dans un champ extérieur, qui généralise celle de Yang et Lee.

Le passage des fluides classiques aux fluides quantiques se fait aisément, en particulier par la méthode de l'espace des phases de Wigner.

Ce livre contient bien d'autres résultats nouveaux, qu'il n'est pas possible de signaler ici. Il devrait suggérer des expériences nouvelles, par exemple pour l'étude de la répartition des fluctuations des propriétés locales d'un fluide, en particulier au voisinage du point critique.

Il est à recommander, non seulement à ceux qui s'intéressent à la mécanique statistique, aux théories du corps solides, des diélectriques.... mais aussi aux étudiants et futurs chercheurs des « Troisièmes cycles » de Physique et de Chimie-Physique.

E. Arnous.

# INTENSITÉ DES RAIES RAMAN DES LIAISONS C-H EN FONCTION DE LA CONJUGAISON

Par MONIQUE HARRAND et CLAUDE BAZIN,
Laboratoire des Recherches Physiques, Faculté des Sciences, Paris.

Il est bien connu que l'on n'obtient pas avec la même facilité le spectre Raman de n'importe quelle substance et que les temps de pose peuvent varier du simple au centuple. Dans le cas des poudres cristallines, il faut utiliser des montages spéciaux pour que la diffusion Raman ne soit pas noyée dans la lumière parasite réfléchie par les facettes des grains ; dans ce cas le monochromateur ou les filtres utilisés ont pour résultat d'affaiblir considérablement la lumière incidente. Par contre, avec l'acide cinnamique un montage ordinaire suffit : la poudre (très soigneusement purifiée pour éliminer toute trace de fluorescence) même mise dans une cuve ordinaire pour liquide et placée devant un spectrographe ouvert seulement à F/6 donne très facilement un spectre Raman dont les deux raies les plus intenses (1 597 et 1 638 $cm^{-1}$) sont visibles à l'œil nu. Mais alors que ces raies et celles de fréquence inférieure à 1 600 $cm^{-1}$ sont photographiées dans des temps très courts, il faut poser beaucoup plus longtemps pour obtenir les raies Raman dans la région de 3 000 $cm^{-1}$. Au contraire pour le benzène, la raie à 3 063 $cm^{-1}$ est très intense et son intensité est de l'ordre de grandeur de celle de la raie à 992 $cm^{-1}$, la plus intense du spectre.

Nous avons donc entrepris l'étude de l'intensité des raies dues aux vibrations de valence des liaisons C—H en fonction de la conjugaison, sur des molécules saturées et non saturées, conjuguées ou non conjuguées.

Dans des travaux antérieurs [1], [2], l'un de nous avait montré comment l'intensité des raies de fréquence inférieure à 1 800 $cm^{-1}$ dépendait de la conjugaison des liaisons multiples présentes dans la molécule : l'exaltation observée est la somme de deux phénomènes, l'un relatif à l'ensemble du spectre et l'autre aux raies caractéristiques des radicaux non saturés. Il s'agit ici de savoir dans quelle catégorie rentrent les raies de C—H à 3 000 $cm^{-1}$.

Les substances étudiées sont les liquides suivants :

Molécules cycliques { Saturées : cyclohexane ($C_6H_{12}$), dioxane ($C_4H_8O_2$). Non saturée : benzène ($C_6H_6$).

Aldéhydes aliphatiques { Saturé : aldéhyde butyrique ($CH_3 — CH_2 — CH_2 — CHO$). Éthylénique conjugué : ald. crotonique ($CH_3 — CH = CH — CHO$).

Aldéhydes aromatiques { Non conjugué : ald. phénylpropylique ($C_6H_5 — CH_2 — CH_2 — CHO$). Conjugué : aldéhyde cinnamique ($C_6H_5 — CH = CH — CHO$).

et une combinaison conjuguée à l'état de poudre cristalline : l'acide cinnamique trans formé en majeure partie de la forme α

$$(C_6H_5 — CH = CH — CO_2H).$$

**Dispositif expérimental.** — Nous avons utilisé un montage transversal classique à éclairement bilatéral. L'excitation a été faite par la radiation violette λ = 4 047 Å du mercure, pour obtenir les raies à 3 000 $cm^{-1}$ dans une région de bonne dispersion spectrale. La radiation λ = 4 358 Å très intense est arrêtée par un filtre concentré à l'iode (10 % dans $CCl_4$) et les radiations ultraviolettes par l'aldéhyde salicylique de façon à éliminer la fluorescence qu'elles pourraient produire. Nous avons employé un spectrographe à trois prismes, d'ouverture F/2,3, dont la dispersion est la suivante :

23 Å/mm à 4 200 Å,
32 Å/mm à 4 500 Å.

Dans le cas de l'acide cinnamique, la poudre est placée dans une cuve creuse à intérieur conique (*fig.* 1).

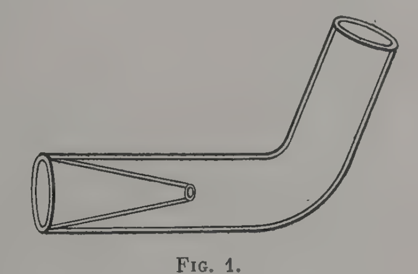


FIG. 1.

Les aldéhydes ont été distillés deux fois avant emploi, la deuxième fois directement dans le tube Raman, pour enlever des restes d'impureté et éliminer la fluorescence. Pour les aldéhydes aromatiques, les distillations ont été faites sous une pression de 20 mm de mercure. L'aldéhyde cinnamique n'ayant pu, malgré divers traitements chimiques et physiques, être obtenu incolore, son

étude a été faite par excitation de la radiation 4 358 Å ainsi naturellement que celle de l'aldéhyde phénylpropylique auquel on le compare.

Pour mesurer les intensités, nous avons utilisé le prisme de petit angle (déjà décrit) à faces semi-argentées recouvertes pour leur protection par de la cryolithe. L'étalonnage est fait en une pose de durée sensiblement égale à celle des poses Raman, sur la raie du mercure à 4 358 Å qui se trouve au centre des régions étudiées. Les intensités données sont les moyennes de plusieurs mesures.

Nous n'avons pas étudié la variation de sensibilité de la plaque photographique en fonction des longueurs d'onde. Il n'est donc pas possible de faire des comparaisons hétérochromes absolues, bien que la sensibilité de la plaque Superfulgur utilisée soit peu variable dans le domaine spectral situé entre 4 150 Å et 4 620 Å. Cependant le rapport des intensités données par la plaque photographique pour deux raies de régions spectrales différentes, peut être comparé à celui des raies homologues prises dans un spectre d'une autre substance.

**Résultats.** — Les intensités des raies sont données dans le tableau I entre parenthèses.

Les substances sont réparties en trois groupes à

TABLEAU I

| | |
|---|---|
| Cyclohexane | 800 (13), 1 028 (11), 1 266 (11), 1 445 (13), 2 854 (50), 2 925 (56), 2 942 (50). |
| Dioxane | 836 (16), 1 014 (11), 1 221 (6), 1 305 (11), 1 443 (12), 2 860 (26), 2 888 (14), 2 962-2 971 (39). |
| Benzène | 606 (12), 992 (100), 1 177 (23), 1 585 (15), 1 606 (12), 3 046 (10), 3 063 (80). |
| Acide cinnamique | 1 000 (285), 1 027 (36), 1 179 (264), 1 212 (273), 1 266 (135), 1 294 (297), 1 443 (57), 1 496 (69), 1 598 (1 080), 1 638 (1 440), 3 035 (36), 3 066 (72). |
| Aldéhyde butyrique | 784 (3,5), 893 (2,5), 1 042 (5), 1 117 (4), 1 393 (9), 1 455 (10), 1 724 (10), 2 734 l (11), 2 828 (9), 2 882-2 913 (34,5), 2 942 (33), 2 973. |
| Aldéhyde crotonique | 466 (9), 1 155 (15), 1 311 (12), 1 385 (8), 1 400 (12), 1 449 (10), 1 557 (5), 1 649 (52), 1 695 (75). 2 921 (33), 2 951 (15), 2 983 (12), 3 004 (9). 3 032 (10). |
| Aldéhyde phénylpropylique | 628 (15), 758 (5), 807 (5), 907 (4), 1 011 (48), 1 040 (16), 1 163 (9), 1 189 (9), 1 212 (16), 1 257 (4), 1 343 (5), 1 396 (8), 1 453 (6), 1 591 (9), 1 611 (30), 1 633 (11), 1 685 (5), 1 728 (7), 2 723 (4), 2 767 (3), 2 820 l (5), 2 890-2 930 (14), 2 977 (5), 2 997 (5), 3 050-3 060 (31). |
| Aldéhyde cinnamique | 611 (59), 847 (28), 1 005 (107), 1 130 (188), 1 164 (42), 1 183 (115), 1 255 (240), 1336 (60), 1 397 (57), 1 454 (26), 1 499 (42), 1 528 (22), 1 544 (34), 1 576 (116), 1 600 (440), 1 628 (700), 1 679 (270), 3 065 (31). |

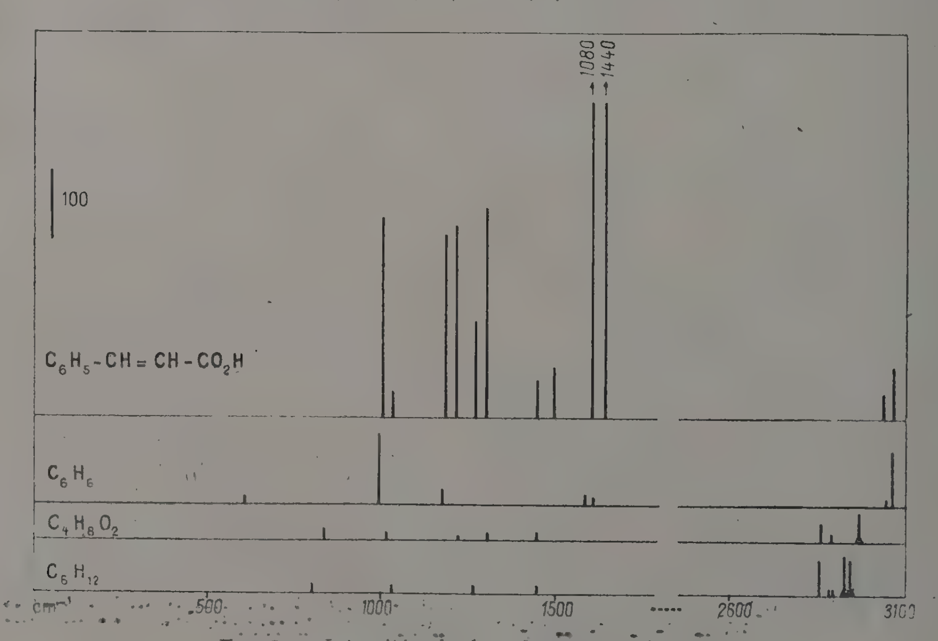



Fig. 2. — Intensités absolues des spectres Raman.

l'intérieur desquels les intensités Raman peuvent être comparées car les éclairements incidents ont été ramenés à une même valeur.

Le premier groupe comprend le cyclohexane, le dioxane, le benzène et l'acide cinnamique. L'intensité de la diffusion Raman de l'acide cinnamique a été comparée à celle du benzène au moyen de solutions de concentration connue dans le dioxane. Le deuxième groupe comprend les aldéhydes aliphatiques et le troisième les aldéhydes aromatiques.

Les résultats sont rassemblés dans les figures 2 et 3 où les raies Raman sont représentées par des traits de longueur proportionnelle à leur intensité.

L'examen des résultats montre que dans les spectres du cyclohexane et du dioxane (*fig.* 2), les raies Raman les plus intenses sont celles dont les fréquences avoisinent 3 000 cm$^{-1}$, et qui sont dues aux vibrations de valence des liaisons C—H. Elles sont respectivement environ 4 ou 2 fois plus intenses que la raie du cycle à 800 cm$^{-1}$ qui est la plus intense dans le domaine 0-1 800 cm$^{-1}$. Au contraire dans le spectre du benzène, la raie la plus intense est celle du cycle à 992 cm$^{-1}$ et la raie à 3 063 cm$^{-1}$ ne vient qu'en second. Ces deux raies correspondent à des vibrations de même symétrie. L'autre raie de C—H à 3 046 cm$^{-1}$ est plus faible mais elle a à peu près l'intensité de la raie 606 cm$^{-1}$ dont elle a la symétrie.

Dans le spectre de l'aldéhyde butyrique (*fig.* 3), les raies de C—H vers 3 000 cm$^{-1}$ sont encore les plus intenses, plus intenses que la raie à 1 724 cm$^{-1}$ du radical CO ; mais dans l'aldéhyde crotonique, il y a un renversement des intensités. Les raies des doubles liaisons (C = C et C = O) sont les plus intenses ; les raies de C—H à 3 000 cm$^{-1}$ sont d'intensité moyenne.

Comme pour le benzène, l'intensité de la raie de C—H à 3 062 cm$^{-1}$ de l'aldéhyde phénylpropylique est de l'ordre de grandeur de celle des raies les plus fortes dans le domaine 0-1 800 cm$^{-1}$ mais

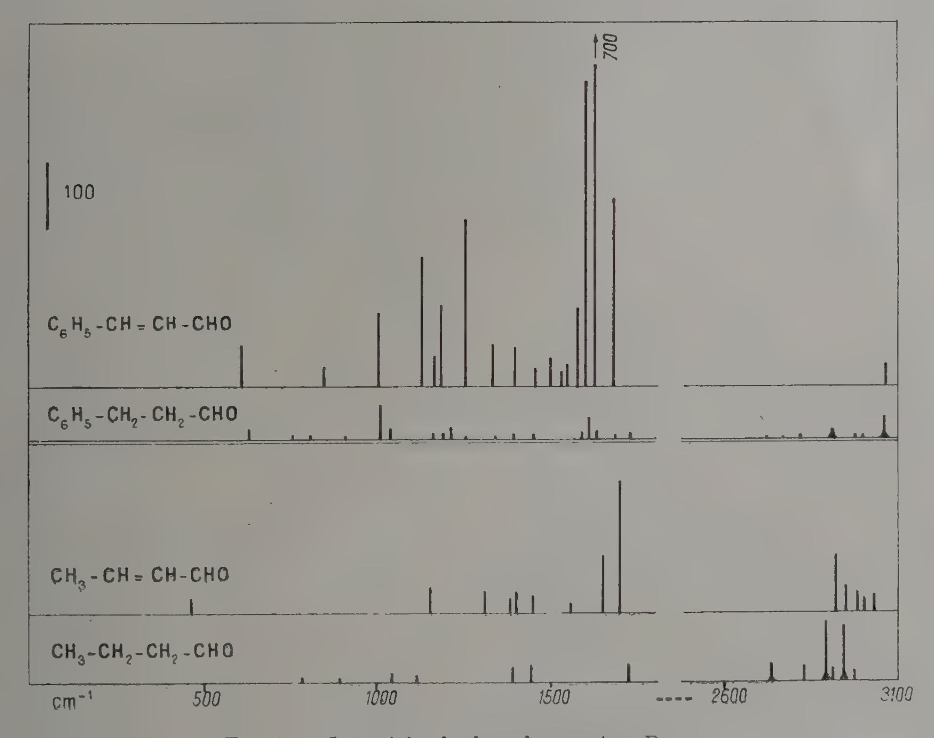



FIG. 3. — Intensités absolues des spectres Raman.

un peu plus faible (*fig.* 3). Pour l'aldéhyde cinnamique tout le spectre entre 0 et 1 800 cm$^{-1}$ se trouve très exalté et en particulier les raies des groupes non saturés ($C_6H_5$, C = C et C = O) mais par contre la raie de C—H à 3 065 cm$^{-1}$ est extrêmement faible. Il en est de même pour l'acide cinnamique qui possède le même système conjugué (*fig.* 2).

Nous remarquons donc que les raies correspondant aux vibrations de valence des liaisons C—H sont les plus intenses dans les spectres des corps saturés (cyclohexane, dioxane) ou n'ayant qu'une seule double liaison (aldéhyde butyrique). Les raies de C—H sont plus intenses dans le cyclohexane que dans le dioxane mais le premier possède 12 liaisons C—H contre 8 dans le dioxane.

Si le nombre des liaisons multiples augmente, il y a un affaiblissement relatif des raies à 3 000 $cm^{-1}$ (benzène, aldéhyde crotonique, aldéhyde phénylpropylique). Cet affaiblissement est très important non seulement si le nombre des liaisons multiples est grand mais surtout si la conjugaison est grande : le fait d'ajouter une double liaison à l'aldéhyde phénylpropylique change énormément les intensités relatives des raies. Dans l'aldéhyde cinnamique l'intensité de la raie à 3 065 $cm^{-1}$ est parmi les plus faibles. La variation d'intensité observée entre le benzène et l'acide cinnamique pour les raies de C—H ne peut être due à la différence du nombre des liaisons C—H.

Dans ces variations respectives d'intensité y a-t-il affaiblissement des raies à 3 000 $cm^{-1}$ ou exaltation du reste du spectre ? La comparaison des intensités absolues nous permet de répondre. Sur les figures nous voyons que pour un même éclairement incident les intensités des raies de C—H vers 3 000 $cm^{-1}$ dans chacun des trois groupes sont du même ordre de grandeur : l'exaltation produite par la conjugaison ne se fait sentir que dans le domaine de fréquences 0-1 800 $cm^{-1}$. L'intensité des spectres augmente quand on passe du cyclohexane ou du dioxane au benzène et surtout à l'acide cinnamique et pourtant les intensités des raies à 3 000 $cm^{-1}$ sont à peu près les mêmes. De même quand on passe de l'aldéhyde butyrique à l'aldéhyde crotonique ou de l'aldéhyde phénylpropylique à l'aldéhyde cinnamique.

**Conclusion.** — La conjugaison des liaisons multiples n'affecte donc que les raies de fréquence inférieure à 1 800 $cm^{-1}$. Elle ne modifie pas l'intensité des raies de C—H dues aux vibrations de valence, alors qu'elle exalte les raies du domaine 0-1 800 $cm^{-1}$ et tout particulièrement les raies caractéristiques des liaisons non saturées.

On peut tenter de donner une explication qualitative à ce phénomène en considérant les propriétés des électrons $\pi$.

L'intensité des raies Raman dépend du tenseur dérivé des polarisabilités ; elle s'obtient à partir de la réfractivité moyenne et de l'anisotropie, invariants relatifs au tenseur dérivé. La polarisabilité d'une molécule peut être décomposée en deux parties : l'une provenant des électrons $\sigma$ localisés autour de la simple liaison qu'ils forment, l'autre due aux électrons $\pi$ délocalisés. Nous avons montré [1] que la participation des électrons $\pi$ est très importante surtout s'il y a conjugaison. Le calcul des polarisabilités principales a été effectué au moyen de la méthode approximative de Hirschfelder. Nous rappelons les résultats trouvés pour les liaisons $\sigma$ et $\pi$ entre deux atomes de carbone, et pour les orbitales $\pi$ d'une molécule à doubles liaisons conjuguées du type « cis butadiène ». Les polarisabilités principales sont les suivantes (en unités atomiques $a_0^3$) :

| | | | |
|---|---|---|---|
| liaison $\sigma$ de C — C... | $\alpha_x = 73$ | $\alpha_y = \alpha_z = 3$ | |
| liaison $\pi$ de C = C... | $\alpha_x = 97$ | $\alpha_y = 2$ | $\alpha_z = 19$ |
| orbitale $\pi$ symétrique (2 électrons) ......... | $\alpha_{1x} = 240$ | $\alpha_{1y} = 17$ | $\alpha_{1z} = 18$ |
| orbitale $\pi$ antisymétrique (2 électrons) ......... | $\alpha_{2x} = 262$ | $\alpha_{2y} = 16$ | $\alpha_{2z} = 20$ |

Il en résulte que la polarisabilité moyenne et l'anisotropie sont très augmentées par la conjugaison. Si l'on considère une molécule du type « cis butadiène » où pour simplifier les calculs les les liaisons C—H ont été remplacées par des liaisons C—C, on obtient pour la polarisabilité moyenne et l'anisotropie, les valeurs :

$$a = 426 \qquad b^2 = 462\ 000.$$

Ces valeurs deviennent :

$$a' = 314 \quad \text{et} \quad b'^2 = 146\ 000,$$

si l'on suppose qu'il n'y a pas de conjugaison entre les deux doubles liaisons. Or dans la valeur de la polarisabilité moyenne, les six liaisons extérieures ne comptent que pour 156 sur 426. Cet écart sera d'autant plus grand que la conjugaison s'étendra sur un nombre plus grand de doubles liaisons.

Dans une molécule comportant des groupes non saturés, la polarisabilité est donc principalement produite par les électrons $\pi$ et cela d'autant plus que la conjugaison est plus grande. On peut donc penser qu'une vibration qui n'affectera pas les atomes porteurs d'électrons $\pi$ modifiera peu l'ellipsoïde des polarisabilités, donc que la valeur de la dérivée sera faible : c'est le cas d'une vibration de valence entre C et H où, à cause de la différence des masses, c'est l'atome d'hydrogène qui vibre pratiquement seul. Au contraire, dans les vibrations de valence des doubles liaisons, par exemple, les atomes porteurs d'électrons $\pi$ se déplacent d'une façon importante : l'ellipsoïde des polarisabilités se déforme beaucoup au cours de la vibration et l'on peut penser que les invariants du tenseur dérivé (réfractivité moyenne et anisotropie) ont des valeurs importantes. Ces vibrations donneraient ainsi lieu à des raies Raman de forte intensité. La distinction des deux domaines de fréquence provient du fait que si au cours d'une vibration l'atome d'hydrogène se déplace seul, la fréquence a une valeur supérieure à 2 700 $cm^{-1}$.

Manuscrit reçu le 3 décembre 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] HARRAND (M.), *Ann. Phys.*, 1953, **8**, 126-168.
[2] HARRAND (M.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 328-330.
HARRAND (M.) et MARTIN (H.), *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1956, 1383-1392.

# EMPLOI DU POSITON POUR L'ÉTUDE DE LA STRUCTURE ÉLECTRONIQUE DES MÉTAUX (1)

Par E. DANIEL,
Physique des Solides, Paris.

**I. Introduction.** — Un positon introduit dans un métal s'y annihile, au bout d'un temps très court, avec un électron en émettant deux photons $\gamma$ [1]. Cette annihilation devrait constituer un moyen d'explorer la structure électronique du métal, car elle fournit deux renseignements :

a) *la densité électronique totale* au positon, que l'on obtient en mesurant le temps de vie $\tau$ du positon : ce temps de vie est en effet, inversement proportionnel à la densité électronique ;

b) *la répartition des électrons en quantités de mouvement*, d'après les corrélations angulaires des rayons $\gamma$. Ceux-ci emportent la quantité de mouvement totale $\vec{k}$ de l'électron et du positon qui

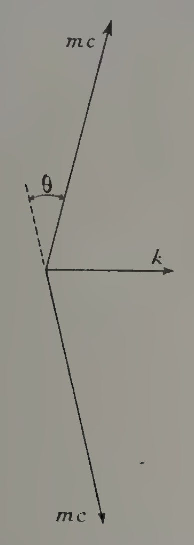



FIG. 1. — Corrélations angulaires des rayons $\gamma$.

s'annihilent (*fig.* 1). Ils seront donc détectés dans des directions faisant un petit angle : $\theta = \dfrac{k}{mc}$, la quantité de mouvement de chacun des photons $\gamma$ étant *mc*.

Dans les expériences, le positon pénètre dans le métal avec une grande énergie, mais il y est violemment freiné et *thermalisé* dans un temps beaucoup plus court que son temps de vie [2]. Ceci a deux conséquences importantes :

1° le positon ne peut guère s'annihiler qu'avec les *électrons de valence* du métal, car les noyaux le repoussent fortement ;

2° sa quantité de mouvement est pratiquement nulle, donc les corrélations angulaires des rayons $\gamma$ doivent se relier directement aux quantités de mouvement des électrons de valence du métal.

Ce sont les rayons $\gamma$ qui transmettent à l'observateur les renseignements sur l'état du métal au moment de l'annihilation ; du fait de leur grande énergie, ils ne sont pratiquement pas affectés par leur trajet dans l'échantillon et la transmission est fidèle. Mais les observations expérimentales doivent être interprétées, et c'est la principale difficulté, en tenant compte de ce que l'instrument d'exploration, le positon, *perturbe la structure électronique* étudiée.

**II. Interprétation des temps de vie mesurés.** — Les expériences de Bell et Graham [3], par exemple, donnent pour tous les métaux à peu près le même temps de vie : $1,5\ 10^{-10}$ sec. Ainsi, pour le sodium, l'aluminium et le cuivre respectivement les valeurs mesurées sont :

$$1,5 \pm 0,6\ 10^{-10}\ \text{sec}, \quad 1,5 \pm 0,3\ 10^{-10}\ \text{sec}$$

et $1,2 \pm 0,5\ 10^{-10}$ sec. En calculant le temps de vie d'après la densité moyenne des électrons de valence dans le métal, on obtient pour les métaux cités ci-dessus les valeurs respectives suivantes : $51.10^{-10}$ sec, $7,5.10^{-10}$ sec, et $16.10^{-10}$ sec, très supérieures aux valeurs expérimentales et très différentes entre elles. Le fait que les temps de vie mesurés soient plus faibles indique que la densité locale, au positon, des électrons de valence est beaucoup plus forte que leur densité moyenne dans le métal. En effet le champ coulombien du positon *polarise* le gaz d'électrons métalliques. Le positon attire dans son voisinage une charge électronique qui lui fait *écran* à distance et voit ainsi une densité électronique beaucoup plus forte que la densité moyenne des électrons de valence. Nous avons calculé numériquement cet effet pour le cuivre avec un potentiel d'interaction électron-positon de la forme $-(1/r)\ e^{-qr}$ où le paramètre d'écran $q$ est ajusté de façon que l'écran soit parfait à grande distance [4]. En supposant constante la fonction d'onde du positon dans le métal et en adoptant des masses réduites moitiés pour le système électron-positon, nous avons obtenu le temps de vie de $0,7\ 10^{-10}$ sec, à la limite de l'accord avec la valeur expérimentale citée plus haut. Avec un modèle plus grossier, nous avons trouvé $2.10^{-10}$ sec

(1) Communication à la Journée annuelle de la Société française de Physique du 26 octobre 1957.

pour le sodium, 0,8 $10^{-10}$ sec pour l'aluminium et 1,1 $10^{-10}$ sec pour le cuivre. Toutes ces valeurs sont en accord raisonnable avec les valeurs expérimentales citées plus haut.

Nous avons d'autre part cherché à tenir compte du fait que la fonction d'onde du positon n'est pas constante dans le potentiel périodique du réseau. Nous avons calculé cette fonction d'onde par une méthode du type Wigner-Seitz avec le potentiel de Hartree pour le cuivre (*fig.* 2). Nous avons trouvé que le positon devait avoir une énergie de zéro de l'ordre de 5 eV, une masse effective voisine de l'unité, mais que cette fonction d'onde ne modifie pas beaucoup le temps de vie que nous avions calculé en la supposant constante. Cela tient au fait que, dans le développement de Fourier de cette fonction, le terme constant est très voisin de celui qu'on obtient en supposant le positon uniformément réparti.

III. **Analyse en quantités de mouvement.** — En ce qui concerne l'analyse en quantités de mouvement, les résultats pour le cuivre sont résumés par la figure 3 où l'on a porté en abscisses les quantités de mouvement des électrons jusqu'au niveau de Fermi $k_F$ du métal et en ordonnées la densité électronique au positon et par unité de moments rapportée à ce qu'elle est pour un gaz d'électrons libres. La courbe (1) indique ce que donnerait un gaz d'électrons libres non perturbés ; la courbe (2) d'ordonnée à l'origine 130, ce que nous avons calculé pour une interaction coulombienne avec écran : on note une accumulation des électrons lents au positon ; enfin, la courbe (3) montre ce que nous avons obtenu en corrigeant le calcul précédent pour l'effet Auger sur le trou positif laissé dans la bande de valence par l'électron qui s'est annihilé. Les états correspondant à l'aire comprise entre les courbes (2) et (3) doivent se retrouver dans un pic très intense à l'origine, car l'effet Auger n'influe pas sur le temps de vie, qui ne dépend que de l'état initial du système.

Les résultats expérimentaux semblent en accord avec la partie droite de la courbe (3), mais leur imprécision pour les faibles valeurs de $k$ rend actuellement toute comparaison impossible dans cette région. Les courbes expérimentales comportent en outre une queue pour $k > k_F$, dont l'analyse en série de Fourier de la fonction d'onde du positon ne suffit pas à rendre compte. Cette queue semble essentiellement due, dans le cuivre, aux électrons des couches $3d$, relativement volumineuses, celles-ci conservent une densité appréciable dans des régions où la probabilité de présence du positon est importante.

IV. **Conclusion.** — Il semble que la perturbation introduite avec le positon soit trop forte pour fournir beaucoup de précision sur la structure électronique des métaux. Le fait même que les résultats expérimentaux ne dépendent pratiquement pas du métal tend à prouver que le phéno-

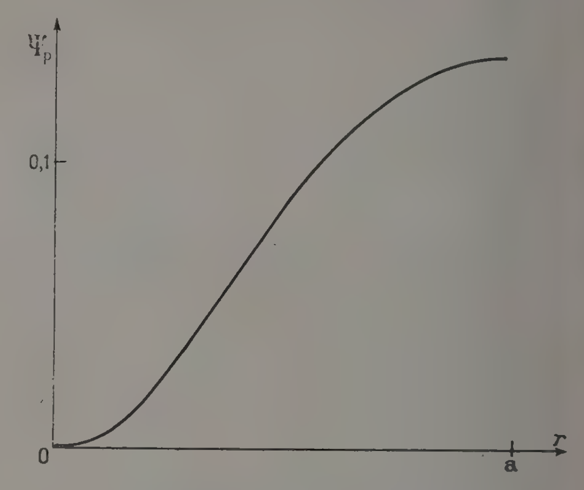



Fig. 2. — Fonction d'onde de l'état fondamental du positon dans l'approximation de Wigner-Seitz.

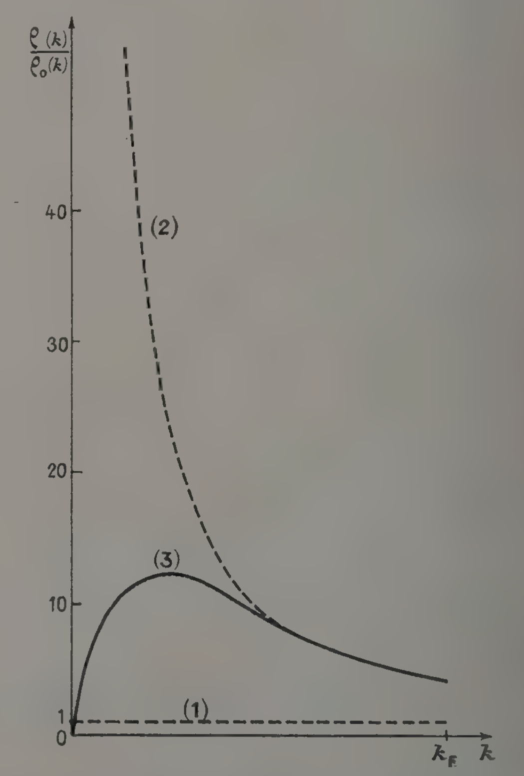



Fig. 3. — Analyse en quantités de mouvement de la densité électronique du positon :
(1) pour un gaz d'électrons libres non perturbé ;
(2) compte tenu de l'effet d'écran ;
(3) après correction pour l'effet Auger.

mène d'écran masque tout le reste. Par contre, nous avons là un excellent modèle pour l'étude de l'effet d'écran lui-même, étude que l'on peut penser étendre, par exemple, à l'analyse des spectres de rayons X des solides. Des problèmes analogues se posent en résonance magnétique nucléaire, pour l'effet Knight des alliages.

Manuscrit reçu le 15 novembre 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Ferrell (R. A.), *Rev. Mod. Phys.*, 1956, **28**, 308.
[2] Lee Whiting (G. E.), *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 1557.
[3] Bell (R. E.) et Graham (R. L.), *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 644.
[4] Daniel (E.) et Friedel (J.), *J. Phys. Chem. Solids* (sous presse).

# LETTRE A LA RÉDACTION

## RÉACTION $^{27}$Al ($p$, $\gamma$) $^{28}$Si

Par P. Marin, J. Movchet et J. Poupaud,
Laboratoire de Physique de l'E. N. S.

La réaction $^{27}$Al($p$, $\gamma$)$^{28}$Si qui a été étudiée jusqu'à 2,3 MeV, indique de nombreuses résonances de la section efficace. Ces résonances espacées seulement de quelques dizaines de KeV fournissent une série de points de repère pour l'étalonnage en tension des générateurs électrostatiques. Le domaine d'énergie jusqu'à 1,4 MeV a été exploré très soigneusement par Boström et al. [1]. Les résonances observées ont toutes des largeurs $\leqslant$ 1 KeV. La région comprise entre 1,4 et 2,3 MeV a été explorée par Schoemaker et al. [2]. Dans cette région, les résonance indiquées sont beaucoup plus larges. Cependant l'épaisseur de la cible utilisée (6 KeV pour des protons de 3 MeV) laissait subsister des doutes sur la largeur effective de ces résonances et sur leur position. C'est pourquoi nous avons mesuré de nouveau les résonances de la section efficace de cette réaction, en essayant de nous placer dans de meilleurs conditions.

**Conditions de l'expérience.** — L'accélérateur est du type Van de Graaff (H. V. E. C.) « Énergie maxima 2 MeV ». La tension est stabilisée par variation du courant de corona à mieux que 0,1 %. Le courant magnétisant de l'électro-aimant de déviation du faisceau, traverse une résistance étalon et la d. d. p. produite aux bornes était mesurée à chaque instant par une méthode d'opposition. Les fluctuations du courant étaient inférieures à $0,5 . 10^{-4}$ et la valeur du courant pouvait être ajustée à $10^{-4}$ près, soit une variation de 400 eV à 2 MeV.

Les cibles utilisées étaient formées par dépôt d'aluminium sur tantale, obtenu par vaporisation sous vide (ces cibles ont été fabriquées par la Service de préparation des cibles du C. E. A.). La pureté de l'aluminium ayant servi à l'évaporation était de 99,9 %. Nous avons utilisé des cibles d'épaisseur 10 $\mu$g/cm$^2$, 20 $\mu$g/cm$^2$ et 30 $\mu$g/cm$^2$ respectivement dans des intervalles d'énergie, 1,38-1,82 MeV; 1,80-2,07 MeV; 2,04-2,12 MeV. Ces épaisseurs correspondent respectivement à une perte d'énergie de 1,2; 2,5; 3,4 keV pour l'énergie moyenne de chaque bande.

Le détecteur était un cristal NaI(Tl), diamètre 4 cm, hauteur 5 cm, suivi d'un photomultiplicateur Du Mont 6292. Les impulsions comptées correspondaient à une énergie supérieure ou égale à 1 MeV.

**Résultats.** — La courbe 1 montre les résultats obtenus ainsi que ceux de Schoemaker [1]. Nos résultats indiquent des largeurs de résonances bien infé-

rieures à celles qu'il a mesurées. Cependant l'épaisseur des cibles utilisées entre pour une grande part dans les largeurs observées. Comme nous ne disposions pas de moyens d'étalonner la tension d'accélération en valeur absolue, nous avons utilisé comme points de repère les résonances à 1 393, 1 806 et 2 051 KeV qui semblent avoir été mesurées avec une assez bonne précision par Schoemaker. Les valeurs des énergies des autres résonances ont été déduites par interpolation.

TABLEAU I

| 1 | | 2 | | 3 |
|---|---|---|---|---|
| 1 393 keV | $(p\text{-}\gamma)$, | $(p\text{-}p)$ | | 1 393 keV |
| 1 445 | | | $(p\text{-}\alpha)$ | - |
| 1 461 | | $(p\text{-}p)$ | | 1 461 |
| 1 508 | | $(p\text{-}p)$ | | 1 507 |
| 1 523 | $(p\text{-}\gamma)$, | $(p\text{-}p)$ | | 1 524 |
| | | | | 1 570 |
| 1 583 | | $(p\text{-}p)$, | $(p\text{-}\alpha)$ | 1 583 |
| 1 593 | $(p\text{-}\gamma)$ | | | 1 592 |
| | | | | 1 652 |
| 1 670 | $(p\text{-}\gamma)$, | $(p\text{-}p)$ | | 1 667 |
| 1 688 | $(p\text{-}\gamma)$ | | | 1 685 |
| 1 708 | | $(p\text{-}p)$ | | 1 710 |
| 1 729 | $(p\text{-}\gamma)$, | $(p\text{-}p)$, | $(p\text{-}\alpha)$ | 1 728 |
| 1 753 | $(p\text{-}\gamma)$, | $(p\text{-}p)$ | | 1 751 |
| 1 806 | $(p\text{-}\gamma)$, | $(p\text{-}p)$ | | 1 806 |
| 1 910 | $(p\text{-}\gamma)$, | $(p\text{-}p)$ | | 1 914 |
| 1 973 | $(p\text{-}\gamma)$, | $(p\text{-}p)$ | | 1 971 |
| 2 039 | $(p\text{-}\gamma)$, | $(p\text{-}p)$, | $(p\text{-}\alpha)$ | 2 040 |
| 2 051 | $(p\text{-}\gamma)$, | $(p\text{-}p)$ | | 2 051 |
| 2 112 | $(p\text{-}\gamma)$, | $(p\text{-}p)$ | | 2 108 |

*Résonance de la section efficace* $^{27}Al + p$. — (1) Énergies des résonances $(p\text{-}\gamma)$, $(p\text{-}p)$ et $(p\text{-}\alpha)$, mesurées par Schoemaker, (2) types de désintégrations observés par Schoemaker, (3) énergies des résonances $^{27}Al(p\text{-}\gamma)^{28}Si$ que nous avons mesurées.

Dans le tableau I, la colonne 1 indique les énergies des résonances mesurées par Schoemaker, la colonne 2 les types de désintégrations qu'il a observées, la colonne 3 les énergies des résonances que nous avons mesurées. L'examen du tableau indique que 6 nouvelles résonances $p\text{-}\gamma$ ont été mesurées, parmi lesquelles 4 coïncident avec des résonances $p\text{-}p$ ou $p\text{-}\alpha$ mesurées par Schoemaker. (Aucune de ces résonances ne peut être attribuée à des réactions $p\text{-}\gamma$ avec des impuretés des éléments carbone, azote, oxygène ou fluor.)

Lettre reçue le 29 novembre 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Broström, Huus and Koch, *Nature*, 1947, **160**, 498.
[2] Schœmaker, Faulkner, Bouricius, Kaufmann and Moorning, *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 1011.

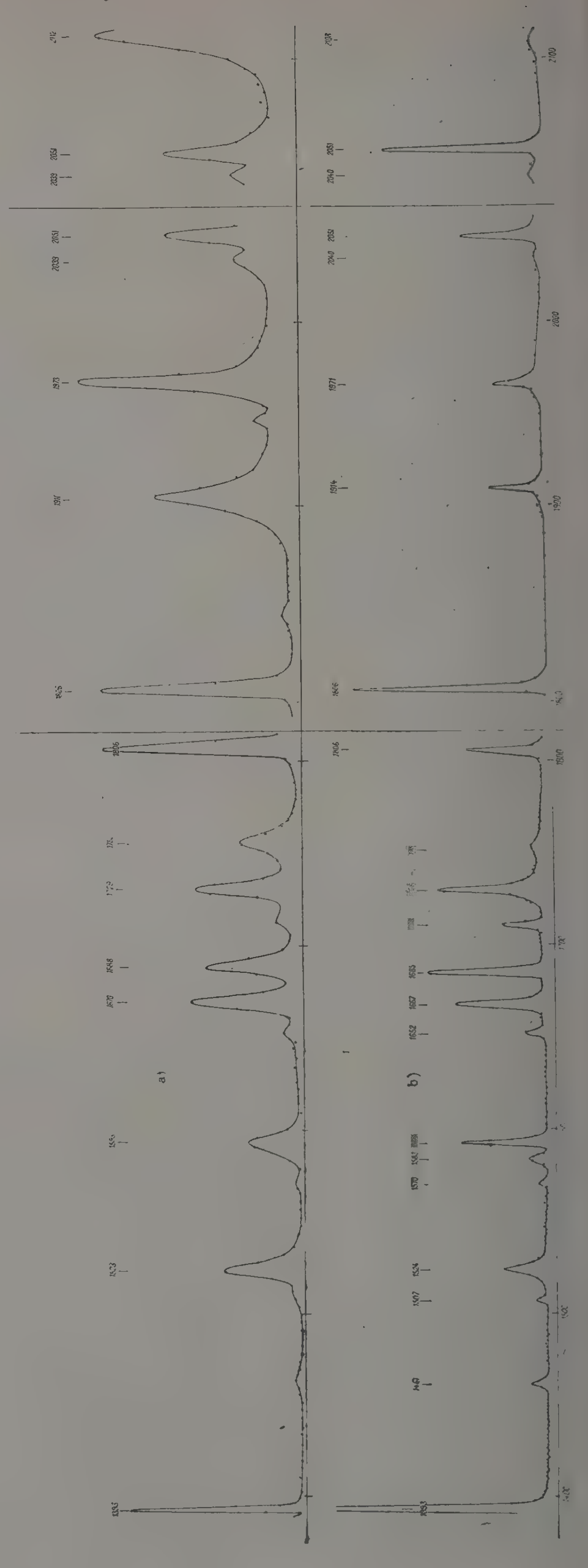


Fig. 1

*a.* Résultats de Shœmaker et al.
*b.* Nos mesures.

# RÉSUMÉS DES ARTICLES

**Propagation des neutrons dans un cristal parfait de dimensions finies,** par André Herpin, Centre d'Études Nucléaires de Saclay (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 649). — Cet article expose la théorie dynamique de la propagation des neutrons dans un cristal parfait. Dans le cas des rayons X, une telle théorie part des lois de l'électromagnétisme ; dans le cas présent, le point de départ est l'interaction neutrons-noyau considérée comme ponctuelle. On en déduit les indices des différentes ondes qui peuvent se propager lorsque l'on se retrouve au voisinage d'une réflexion de Bragg. Nous avons également envisagé l'influence de l'agitation thermique.

**Interactions des protons de 1 GeV avec les noyaux lourds et légers.** I. Emploi d'émulsions photographiques diluées. Sections efficaces d'interaction. Modes de réaction, par G. Philbert, Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires Collège de France, Paris (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**,656 ). — Une méthode statistique différentielle utilisant des émulsions nucléaires de compositions variées (émulsions Ilford $G_5$ normales et diluées) a été appliquée à l'étude des interactions des protons de 0,95 GeV avec les noyaux complexes Ag, Br et C, N, O.

Les propriétés essentielles des émulsions diluées, en particulier celles relatives à l'ionisation provoquée par des particules chargées, sont précisées. Une détermination des sections efficaces d'absorption des protons de 0,95 GeV par les noyaux légers (C, N, O) d'une part, lourds (Ag, Br) d'autre part confirme les résultats obtenus par les méthodes de transmission. Les sections efficaces de diffusion élastique et la répartition angulaire des protons diffusés sont en accord avec les valeurs prédites par la théorie de la diffraction.

La méthode statistique différentielle a permis également d'obtenir les sections efficaces partielles pour les divers modes de réaction (définis par le nombre de particules chargées émises) avec les noyaux lourds et avec les noyaux légers. Les résultats sont comparés avec ceux obtenus par le critère de la barrière de potentiel. La probabilité d'émission d'une particule $\alpha$ d'énergie inférieure à 9 MeV, dans les réactions des protons de 0,95 GeV avec les noyaux légers, ne dépend pas sensiblement du mode de réaction.

Des données expérimentales il ressort également que dans environ 75 % des cas la réaction avec un noyau léger aboutit à une désintégration totale de celui-ci en particules de masse inférieure ou égale à 4.

Enfin quelques indications sont données sur l'existence de collisions simples de type proton-nucléon lié à un noyau léger.

**Prévisions de la température de Curie pour différents types de réseaux,** par G. Fournet, École Supérieure de Physique et Chimie (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 663). — Nous montrons comment il est possible de déterminer la température de Curie pour différents types de réseaux à partir de la théorie des phénomènes coopératifs de Yvon. Les valeurs que nous avons déterminées semblent être les meilleures valeurs approchées qui aient été obtenues.

**Interprétation des images dites « en lames de parquet » observées sur les images électroniques de cristaux d'oxyde molybdique,** par Émile Pernoux (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 672). — Les images électroniques dites « franges en lames de parquet » que nous avons observées avec des cristaux d'oxyde molybdique et décrites en détail dans notre thèse ont fait l'objet de nombreux travaux et controverses. Après avoir rappelé l'ensemble du problème, nous apportons ici de nouveaux documents qui conduisent à réaffirmer et à préciser notre précédente interprétation [2].

**Diffusion des gaz au voisinage d'une bulle de cavitation,** par P. Suquet, Laboratoire de Physique de la Faculté de Médecine (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 676). — On étudie la diffusion des gaz vers la phase liquide au cours de la période de contraction d'une bulle de cavitation ultrasonore. L'hypothèse à la base de ce travail est, qu'en première approximation, la période du mouvement vibratoire est suffisamment courte pour que le centre géométrique de la bulle puisse être considéré comme fixe par rapport à un système d'axes lié au récipient.

**Sur le spectre de freinage interne et les raies d'autoionisation des nuclides $^{90}$Y et $^{32}$P dans la région des basses énergies,** par Gérard-André Renard, Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires, Collège de France (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 681). — On a étudié, au compteur proportionnel, la nature et l'intensité de la radiation de freinage interne de $^{90}$Y (de 2 à 40 keV environ) et l'intensité des radiations $K$ et $L$ qui suivent l'autoionisation. On décrit une méthode d'étalonnage de l'efficacité du compteur au moyen de rayons X. Les nouvelles valeurs de l'efficacité sont appliquées aux résultats obtenus précédemment avec $^{32}$P. Il y a un désaccord entre la forme et l'intensité du spectre et la théorie, tandis que les résultats obtenus pour l'autoionisation s'accordent assez bien avec les calculs de Levinger. Mais, pour ces énergies, la méthode est assez ncertaine.

**Intensité des raies Raman des liaisons C-H en fonction de la conjugaison,** par M[lles] M. Harrand et C. Bazin, iLaboratoire des Recherches Physiques, Faculté des Sciences Paris (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 687). — On a mesuré et comparé les intensités des raies Raman pour diverses substances avec ou sans liaisons non-saturées. Les molécules possédant des liaisons multiples, surtout si celles-ci sont conjuguées, fournissent des raies Raman intenses dans le domaine 0-1 800 cm$^{-1}$. Au contraire les raies des liaisons C-H vers 3 000 cm$^{-1}$, qui sont les plus intenses dans les spectres des molécules saturées, sont relativement très faibles dans les spectres des molécules à doubles liaisons conjuguées. On a tenté d'expliquer les faits au moyen des électrons $\pi$.

**Emploi du positon pour l'étude de la structure électronique des métaux,** par E. Daniel, Physique des Solides, Paris (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 691). — L'étude des rayons $\gamma$ émis par annihilation du position peut fournir, en principe, des indications sur la structure électronique des métaux. Une étude théorique montre que la très forte interaction des électrons et du positon rend difficile l'analyse des résultats expérimentaux.

# ABSTRACTS OF THE PAPERS

**An interpretation of " feather-like patterns " observed on electronic pictures of $MoO_3$ crystals,** by E. PERNOUX, Laboratoire d'Optique Électronique et de Physique du Métal, Lyon (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 672). — Many papers and controversies have been published on the " feather-like patterns " that we observed on molybdenum tri-oxide crystals and that we described in detail in our thesis. After summing up the essential of this problem, we will give some new informations, leading us to reaffirm and state precisely our first interpretation.

**Diffusion of gases in the vicinity of a bubble of " cavitation "**, by P. SUQUET, Laboratoire de Physique de la Faculté de Médecine (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 676. — The diffusion of gases towards the liquid phase is observed during the period of contraction of an ultrasonic bubble. In a first approximation, the basic assumption is that the period of the vibratory motion is sufficiently short in order that geometric center of bubble may be considered as immovable with respect to an axial system related to the container.

**Internal bremsstrahlung and autoionisation lines of $^{90}$Y and $^{32}$P in low energy range,** by Gérard-André RENARD, Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires, Collège de France (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 681). — Measurements, by proportional counting, of shape and intensity of the internal Bremsstrahlung of $^{90}$Y (from $\sim 2$ to $\sim 40$ keV), and intensity of $K$ and $L$ rays following autoionisation are reported, A method of calibration of the efficiency of the counter by X-rays is described. The new values of efficiency are applied to preceding results obtained with $^{32}$P. There is a discrepancy between shape and intensity of the spectrum and theory, while data concerning autoionisation agree fairly well with Levinger's calculations. But for these energies the method is rather incertain.

**Raman lines intensity of C-H bonds as a function of conjugation,** by Misses M. HARRAND and C. BAZIN, Laboratoire des Recherches Physiques, Faculté des Sciences, Paris (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 687). — The authors have measured and compared the intensities of Raman lines for several compounds with and without unsaturated bonds. Molecules having multiple bonds, especially if they are conjugated, give intense Raman lines in the range 0-1 800 $cm^{-1}$. On the contrary the lines of C-H bonds about 3 000 $cm^{-1}$, which are the most intense in the Raman spectrum of saturated molecules, are relatively very weak in the spectrum of molecules having conjugated double bonds. An attempt is made to explain the facts by means of $\pi$ electrons.

**On the use of the positron for studying the electronic structure of metals,** by E. DANIEL (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 691). — Information about the electronic structure of metals may be obtained in principle from the $\gamma$-rays emitted by positron annihilation. A theoretical study shows that the very strong electron-positron interaction makes it difficult to analyse the experimental results.

**Neutron propagation in perfect crystals of finite sizes,** by A. HERPIN, Centre d'études Nucléaires de Saclay (*J. Phys. Rad.*, 1957, **18**, 649). — In this paper the dynamical theory of neutron propagation in a perfect crystal is given. For X Rays this theory departs from electromagnetic laws, bret here, for neutrons, the starting point is the neutron-nucleus interaction, considered as a point. Refraction indices are deduced for all waves which are allowed to propagate close to a Bragg reflexion. The influence of thermal motion has been taken its account.

**Interaction between 1 GeV protons and heavy and light nuclei,** by G. PHILBERT, Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaire, Collège de France (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 656). — Using nuclear emulsions of different composition (type Ilford $G_5$ normal and $G_5$ diluted) a differential statistical method has been applied to the study of the interaction of protons of 0,95 GeV with complex nuclei Ag, Br and C, N, O.

The characteristic properties of diluted emulsions, in particular those concerning the ionisation caused by charged particles, have been specified. The determination of the cross-sections of absorption for protons of 0,95 GeV by light nuclei (C, N, O) and heavy nuclei (Ag, Br) confirms the results obtained by the methods of transmission. The values obtained for the cross-section of elastic scattering and the angular distribution of scattered protons are in agreement with the values predicted by the theory of diffraction.

Further, by means of the differential statistical method, the partial cross-section for the different types of reaction (defined by the number of charged particles emitted) with heavy and light nuclei has also been found. The results are compared with those obtained by the criterion of the potentiel barrier. The probability for an $\alpha$ particle of energy below 9 MeV to be emitted in the reaction of protons of 0,95 MeV with light nuclei does not depend noticeably on the type of reaction.

From the experimental data it may also be seen that in 75 % of the cases the reaction with a light nucleus produces a complete disintegration of the latter into particles of mass equal or smaller than 4.

Finally some indications are given on the existence of single collisions of type proton-nucleon bound with light nuclei.

**Curie temperature prediction for several lattice species,** by G. FOURNET, École Supérieure de Physique et Chimie (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 663). — We point out how it is possible to find the Curie temperature for several lattice species from the cooperative phenomena theory of YVON. The values that we found seem to be the best approximate values that have been obtained.

*Le Gérant :* MAURICE BLONDIN. — Dépôt légal : 4e trim. 1957. — Imp. TAFFIN-LEFORT, à Lille (France).

# SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

**Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.**

44, rue de Rennes, Paris (VI[e])

## COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

### SÉANCES DES 4 ET 5 MAI 1956

(organisées en commun
avec la Faculté des Sciences de Paris)

**L'étude des spectres atomiques complexes ;**

par M. le D[r] P. F. A. Klinkenberg,

Secrétaire de la Commission Mixte de Spectroscopie (Unions Internationales de Physique et d'Astronomie), Laboratoire Zeeman, Amsterdam.

### SÉANCE DU 18 MAI 1956

Présidence de M. E. Bauer.

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. Arnal (Robert), Docteur ès Sciences, Chargé de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 15, rue Daubenton, Paris (5[e]), présenté par MM. Grivet et Bertein.

Bloch (Claude, Marc, Maurice), Ingénieur au Commissariat à l'Énergie Atomique, 56, Cité de la Plaine, Clamart (Seine), présenté par MM. Messiah et Herpin.

Boulègue (Georges), Ancien Élève de l'École Polytechnique, Licencié ès Sciences, Ingénieur, 9, rue de Varize, Paris (16[e]), présenté par MM. Magnan et Chanson.

Cabannes (François), Docteur ès Sciences, Chargé de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, Laboratoire des Échanges Thermiques de Bellevue, 147, avenue J.-B.- lément, Clamart (Seine), présenté par MM. Ribaud et Lucas.

Caboz (Régis), Licencié ès Sciences, Professeur de Physique et Chimie, Collège d'Agadir (Maroc), présenté par MM. Rouard et Bousquet.

Castaing (Raymond), Ancien Élève de l'École Normale Supérieure, Agrégé, Docteur ès Sciences physiques, Maître de Conférences, 20, rue Saint-Léon, Toulouse (Haute-Garonne), présenté par MM. A. Guinier et Grivet.

Gennes (Pierre G.), Ancien élève de l'École Normale Supérieure, Ingénieur au Centre d'Études Nucléaires de Saclay, 1, rue du Mail, Paris (2[e]), présenté par MM. Herpin et Messiah.

Lonchamp (Jean-Pierre), Maître de Conférences, 1, rue Raulin, Lyon (7[e]), présenté par MM. Thibaud et Moussa.

Meyer (Philippe), Docteur ès Sciences de l'Université de Paris, M. A. de l'Université de Harvard (U. S. A.), 5, quai aux Fleurs, Paris (4[e]), présenté par M. M. Lévy et M[me] Benoist.

Omnès (Roland), Agrégé de Physique, Ingénieur au Centre d'Études Nucléaires de Saclay, Boîte postale n[o] 2, Gif-sur-Yvette (Seine-et-Oise), présenté par MM. Messiah et Herpin.

Quidort (Jacques), Agent technique au Commissariat à l'Énergie Atomique, 42, avenue des Gobelins, Paris (13[e]), présenté par M. Ballini et M[me] Papineau.

Saint-James (Daniel), Ingénieur E. S. P. C. I., Centre d'Études Nucléaires de Saclay, 141, ité de la Plaine, Petit-Clamart (Seine), présenté par MM. Herpin et Messiah.

Sarazin (Armand), Ingénieur E. N. S. E. M., Docteur ès Sciences physiques, Villa Harouimi, rue B. Crêt d'Hydra, Birmandreis, Alger, présenté par MM. Blanc-Lapierre et Perrot.

Seiden (Joseph), Docteur ès Sciences physiques, Chargé de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 4, avenue Porte-Ménilmontant, Paris (20[e]), présenté par MM. Grivet et Lurçat.

Simon (Paul, René), Licencié ès Sciences, Stagiaire de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 39, rue Demouilles, Toulouse (Haute-Garonne), présenté par MM. Fert et Bayet.

Tacussel (Jacques), Ingénieur E. S. C. I. L., Licencié ès Sciences, 14, rue du Docteur-Mouisset, Lyon, présenté par MM. Déjardin et Janin.

Toitot (Michel), Ingénieur, 2, rue Saint-Laurent, Grenoble (Isère), présenté par MM. Néel et J.-.. Barbier.

Les Communications suivantes ont été présentées :

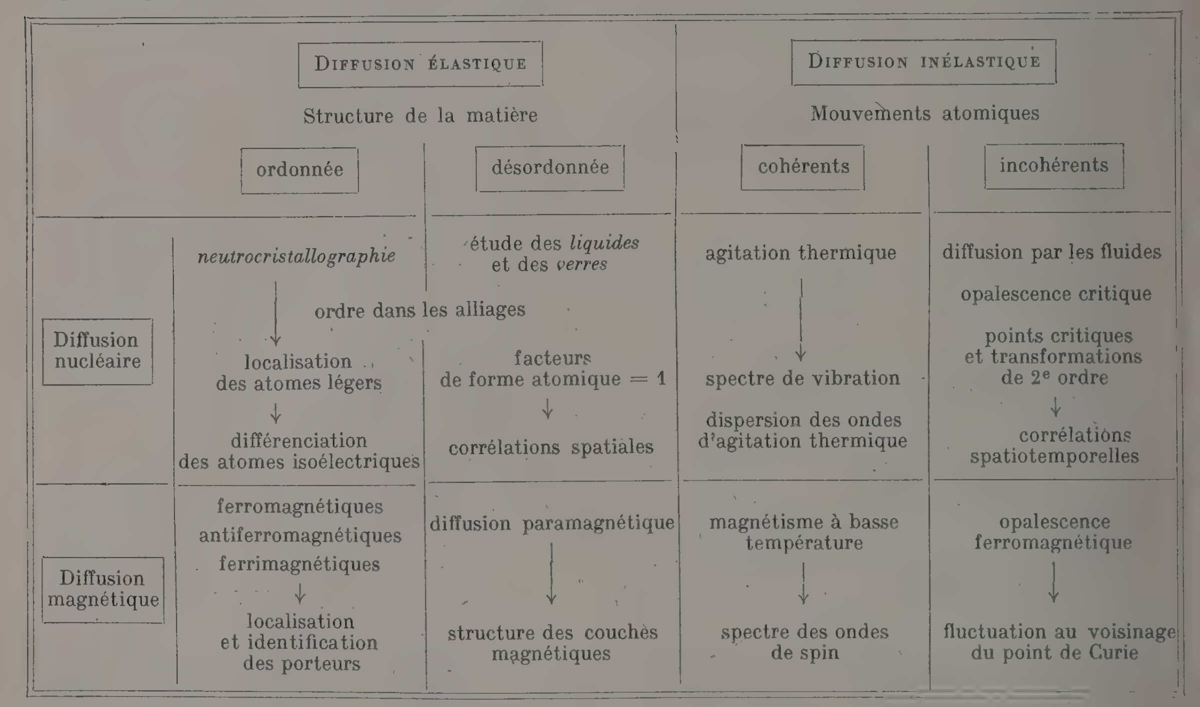
**1. — Application des neutrons à la physique du solide ;**

par M. A. Herpin,

Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

Les neutrons lents possèdent une longueur d'onde de l'ordre des distances interatomiques, donc sont susceptibles, comme les rayons X, de permettre la détermination des structures spatiales des édifices molé-

culaires et, en particulier, des solides. De plus leur énergie, de quelques centièmes d'électronvolt correspond à l'écartement des premiers niveaux d'énergie d'un solide, d'où la possibilité de les utiliser à la recherche de ces niveaux, l'énergie transférée du solide aux neutrons étant de l'ordre de l'énergie de ces derniers. On peut donc réaliser, avec des neutrons lents, des expériences apportant simultanément les mêmes renseignements que les rayons X et l'infrarouge. En particulier les neutrons sont capables de fournir le spectre des corrélations spatiotemporelles qui sont particulièrement importantes au voisinage des points de transition du second ordre ou, dans un liquide, au voisinage du point critique. Par ailleurs, les neutrons sont doués d'un moment magnétique qui leur permet d'interagir avec les porteurs contenus dans une substance magnétique. Nous avons rassemblé, dans le tableau suivant, les différentes applications des neutrons en physique du solide.




## 2. — Spectromètre à neutrons pour l'analyse cristalline ;

par MM. C. Breton, P. Hubert et P. Mériel.

L'appareil est monté devant un canal de la pile de Saclay. La section du canal est $2 \times 8$ cm² et il en émerge un faisceau de neutrons polycinétique dont le maximum d'intensité se situe vers 0,025 eV. Le flux dans le faisceau est de $7.10^8$ neutrons par seconde pour une puissance de 2 000 kW.

A la sortie du canal se trouve (*fig.* 1) le goniomètre portant le cristal monochromateur (LiF, Cu, Pb). Celui-ci est taillé suivant un plan (111) qui réfléchit sélectivement une longueur d'onde $\lambda$ sous un angle $\theta$ tel que

$$\lambda = 2d \sin \theta,$$

$\theta = 12° 30'$ par construction ; on change le cristal pour changer la longueur d'onde.

Le monochromateur est entouré d'un blindage ($B_2O_3$, paraffine) qui permet l'arrêt du faisceau direct et la diminution du bruit de fond. Le blindage est percé d'un canal incliné à 25° sur le faisceau direct.

A la sortie du canal, on a un faisceau monochromatique possédant les caractéristiques suivantes :

| Monochromateur | $\lambda$ (au max.) | Propriétés |
|---|---|---|
| LiF (111) | 1,04 Å | Importante diminution du second ordre. Pouvoir réflecteur assez faible : 200 c/m sur raie 200 NaCl. |
| Cu (111) | 0,92 Å | Second ordre 1,4 %. Pouvoir réflecteur : 350 c/m sur raie 200 NaCl. |
| Pb (111) | 1,25 Å | Second ordre 3 %. Pouvoir réflecteur : 620 c/m sur raie 200 NaCl. |

Un second goniomètre porte l'échantillon soit monocristallin, soit en poudre. Les neutrons diffractés sont reçus dans un compteur à $BF_3$ suivi d'une chaîne électronique (préamplificateur, amplificateur, discriminateur, intégrateur et enregistreur).

Le compteur blindé est supporté par un chariot mobile autour d'un axe vertical confondu avec celui du goniomètre porte-échantillon. Un moteur synchrone entraîne le goniomètre dont la position angulaire est

repérée avec précision par une couronne graduée et un vernier. Le chariot tourne automatiquement de l'angle double, à l'aide d'un asservissement constitué par une cellule photoélectrique différentielle [1] recevant l'image d'une fente fine, après réflexion sur un miroir plan vertical solidaire du goniomètre. La cellule envoie des signaux d'avance ou de retard dans un dispositif commandant le moteur d'entraînement.

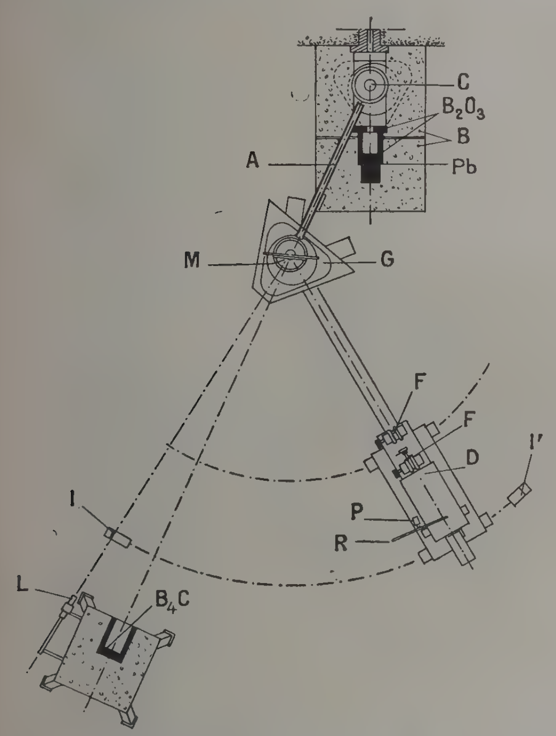



Fig. 1. — C, cristal monochromateur (LiF, Cu ou Pb) ; B, blindage de paraffine boratée ; A, coulisse de cadmium gainée d'acier ; G, goniomètre porte-échantillon ; M, miroir plan ; F, fentes en $B_4C$ ; D, détecteur ; P, cellule photoélectrique ; R, règle graduée ; I, inverseur de début de course ; I', inverseur de fin de course ; L, lunette de projection.

En réglant la largeur de l'image et la sensibilité des relais, on peut obtenir une précision de 1'.

La valeur du balayage angulaire peut être réglée par des centres inverseurs. En position parallèle, on peut balayer 60°.

Quatre vitesses sont possibles pour le goniomètre : 1° en 1 h, 2° en 1 h, 4° en 1 h, 8° en 1 h.

Sur l'enregistrement, le repérage des angles se fait par des tops espacés de 30". Ils sont obtenus à partir d'une cellule photoélectrique envoyant un signal quand une fente d'un disque permet son éclairement. Le disque est calé sur un arbre faisant un tour par degré de rotation du goniomètre. Il possède deux fentes. Au début d'un enregistrement, on note l'angle d'un top et l'échelle se trouve graduée.

Le premier réglage consiste à aligner la coulisse, les axes des goniomètres et le compteur à $BF_3$, puis à mettre ces éléments au même niveau. Ce réglage se fait au cathétomètre.

Le monochromateur est d'abord réglé géométriquement à l'équerre, puis on améliore sa position en cherchant un optimum de la raie réfléchie.

Le maximum de cette dernière est le zéro de l'appareil. Il est repéré angulairement sur le goniomètre quand le spot est sur la plage neutre de la cellule photoélectrique.

Un moniteur constitué par une chambre à fission donne un taux de comptage variant comme la puissance de la pile. Il est enregistré et permet de faire des corrections éventuelles.

L'amélioration du pouvoir séparateur a pu être obtenue en plaçant des fentes anti-divergentes multiples entre l'échantillon et le compteur. Pratiquement, on observe une bonne amélioration pour des coulisses à trois fentes, mais on n'a pas intérêt à trop augmenter le nombre de fentes.

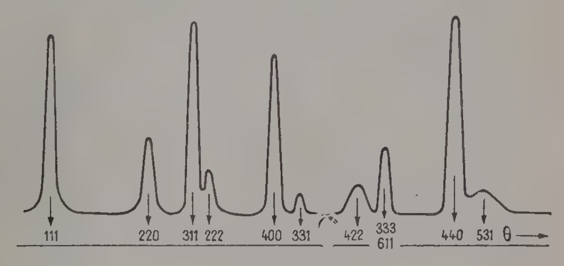



Fig. 2.

Poudre étudiée : magnétite de Madagascar (*fig.* 2).

Alliage fer-chrome : on pensait avoir affaire à un échantillon ordonné, mais on n'observe pas les raies correspondantes.

$Mn_2As$ : apparition de raies au refroidissement.

Liquides : $CCl_4$, $TiCl_4$.

[1] Thulin (Å.), Sur la mesure du déplacement d'un spot lumineux, *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 1210.

### 3. — Applications de la diffusion inélastique des neutrons à quelques problèmes de physique du solide ;

par Mlle M. Galula et M. B. Jacrot,
Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

Un programme d'ensemble a été entrepris à Saclay pour l'utilisation de la diffusion inélastique des neutrons suivant les idées exposées dans la Communication de M. Herpin.

Des travaux préliminaires [1] ont permis la mise au point de la technique. Un faisceau de neutrons très lents ($\lambda \simeq 5$ Å), sélectionnés mécaniquement, est diffusé et l'énergie des neutrons après diffusion est étudiée par mesure de leur vitesse.

Nous ne parlerons ici que de deux travaux, l'un relatif au spectre de vibration du vanadium, l'autre à la diffusion par la magnétite.

a) *Spectre des vibrations du vanadium.* — Le vanadium diffuse les neutrons de façon purement inco-

hérente. Placzek et van Hove [2] ont montré que le spectre des neutrons diffusés permet la mesure du spectre $g(\omega)$ des fréquences de vibration du vanadium. La correspondance est immédiate si l'on ne considère que la diffusion avec échange d'un seul phonon.

Une telle analyse a été effectuée, donnant les résultats de la figure 1. On constate malheureusement que

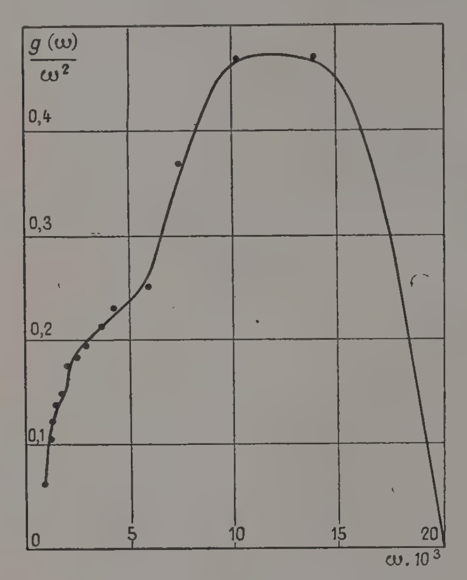



Fig. 1. — Spectre des fréquences du vanadium déduit de la diffusion des neutrons à 90°.

le spectre s'étend environ deux fois plus loin que la coupure de Debye. Ce résultat est expliqué par Herpin et Saint-James qui ont montré que les processus à plusieurs phonons donnent une forte section efficace pour des gains d'énergie allant jusqu'au double de la température de Debye. L'analyse simpliste qui ne considère que les processus à un seul phonon est donc incorrecte. Seuls les résultats pour les basses fréquences ont une signification. Des mesures assez semblables ont été faites par Brockhouse [3] avec des conclusions voisines.

b) *Diffusion par la magnétite.* — Le spectre des neutrons diffusés à 90° par $Fe_3O_4$ polycristallin a, pour les forts grains d'énergie des neutrons, une intensité qui croît avec la température.

L'intensité des neutrons ayant gagné une énergie $\Delta E$ varie en général linéairement avec la température. Mais au point de Curie apparaît un accroissement de la diffusion pour les gains d'énergie autour de $3.10^{-2}$ eV. La figure 2 représente l'intensité de cet accroissement en fonction du gain d'énergie.

L'origine de ce phénomène n'est pas claire. Il s'agit sans doute de diffusion magnéto-vibrationnelle, quoique, dans ce dernier cas, on attende un spectre analogue au spectre des phonons, ce qui ne semble pas être le cas.

Ces deux expériences ne représentent qu'une partie du travail à Saclay dans ce domaine. Signalons aussi la diffusion par un monocristal de cuivre et la diffusion par le fer.

Des travaux de diffusion inélastique sont également en cours à Brookhaven et à Chalk-River.

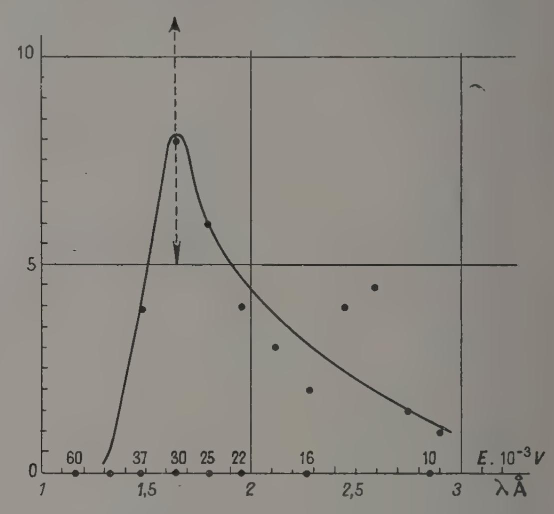



Fig. 2. — Diffusion par la magnétite au point de Curie. En ordonnée, intensité en unités arbitraires.

[1] Jacrot (B.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 745.
[2] Placzek (G.) et van Hove (L.), *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 1207.
[3] Communication privée.

## SECTION D'OPTIQUE

### SÉANCE DU 11 MAI 1956

### 1. — Facteur de polarisation du résidu sous-marin lumière du jour [1], [2] ;

par M. A. Ivanoff,
École Supérieure de Physique et de Chimie Industrielles,
Muséum National d'Histoire Naturelle.

Le facteur de polarisation fut déterminé en mesurant par voie photographique le contraste des franges fournies par un polariscope de Savart. Par suite de la nécessité de repérer les directions de visée par rapport à celle du soleil, l'appareil de mesure, muni d'une boussole et de deux niveaux à bulle croisés, fut manié en scaphandre autonome. Les mesures furent effectuées à 20 m de profondeur (afin d'atténuer l'intervention possible de la polarisation du ciel), au mois de septembre 1955, aux environs de midi, dans la rade de Villefranche-sur-mer, par ciel peu ou pas nuageux, temps calme, limpidité des eaux normale pour nos côtes méditerranéennes et pour la belle saison. Le tableau ci-après (où l'on appelle facteur de polarisation le rapport de l'intensité de la lumière polarisée à

| Direction de visée | Facteur de polarisation | Orientation du champ électrique prédominant |
|---|---|---|
| A la verticale vers le haut | 0,06 et 0,12 | |
| A 45° vers le haut | 0,16 | |
| A l'horizontale face au soleil | 0,15, 0,16 et 0,18 | normal au plan vertical passant par la direction de visée |
| A l'horizontale dos au soleil | 0,26 et 0,32 | d° |
| A 45° vers le bas et face au soleil | 0,32 | d° |
| A l'horizontale, dans une direction normale à celle du soleil | 0,34 | |

l'intensité totale) traduit les premiers résultats obtenus. L'erreur relative est vraisemblablement inférieure à 25 %.

Ces premiers résultats montrent que le facteur de polarisation du résidu sous-marin de lumière du jour peut être assez important, tout au moins dans les eaux limpides. L'effet de la polarisation du ciel, celui de la diffusion moléculaire et celui de la réfraction à la surface de la mer étant probablement faibles, il semblerait que c'est la diffusion par les particules en suspension qui soit la principale cause du phénomène.

[1] Ivanoff (A.), Au sujet du facteur de polarisation de la lumière solaire dans la mer, *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 1809.

[2] Ivanoff (A.), Facteur de polarisation du résidu sous-marin de lumière du jour, *Ann. Géophys.* 1956, **12**, 45.

## 2. — Compte rendu du Congrès de la Commission Internationale d'Optique à Boston et du Congrès de l'Optical Society of America à Philadelphie ;

par MM. A. Arnulf, A. Maréchal, M. Françon, P. Giacomo et F. Abelès.

I. Compte rendu de M. A. Arnulf. — La Commission Internationale d'Optique tient ses assises tous les trois ans, en un lieu différent. Elle a été invitée en 1956 à se réunir à Cambridge (U. S. A.) dans les locaux du Massachusetts Institute of Technology.

Les cinq sujets suivants avaient été mis à l'ordre du jour du congrès : optique nucléaire, couches minces, optique météorologique, optique physique théorique, microscopie et appareils de mesure utilisant le contraste de phase et les interférences.

Les séances ne comportaient pas de communications, comme il est d'usage habituellement, mais uniquement des conférences suivies de discussions faites par des spécialistes des divers sujets.

Sept participants français avaient été invités ; ils ont assisté ensuite à la réunion de printemps de l'Optical Society of America, puis se sont dispersés pour des visites à divers laboratoires ou usines.

Voici, très brièvement résumé, l'essentiel de ce que j'ai vu en optique météorologique et optique physiologique.

La session d'optique météorologique de la C. I. O. était présidée par W. E. K. Middleton et comportait trois conférences.

Z. Sekera a parlé de « La diffusion de la lumière dans l'atmosphère et la polarisation de la lumière du ciel ». Il s'agissait du calcul de la diffusion, par une atmosphère satisfaisant à la loi de Rayleigh, en utilisant la méthode de Chandrasekhar, qui permet de faire intervenir tous les ordres de la diffusion. Le contrôle expérimental a comporté un grand nombre de mesures et les écarts avec les valeurs théoriques sont en cours d'explication ; il faut pour cela faire intervenir dans le calcul un certain degré de turbidité de l'atmosphère.

S. Q. Duntley a exposé les premiers résultats d'une étude, effectuée avec des moyens très puissants, sur la transmission atmosphérique à des altitudes élevées ; il a pu mettre en évidence de véritables bandes brumeuses, extrêmement ténues, à des altitudes dépassant 6 000 m.

A. Arnulf, J. Bricart, E. Curé et C. Véret ont présenté les premiers résultats d'un travail sur la transmission par les brumes et les brouillards, dans le domaine spectral de 0,35 à 10 $\mu$, qui feront l'objet d'une prochaine communication à la Société française de Physique.

Les réunions de l'Optical Society of America ont montré une fois de plus l'intérêt qu'on porte aux U. S. A. aux travaux sur l'œil et la vision. Il y a eu six conférences et dix communications sur l'optique physiologique, trois conférences et treize communications sur la colorimétrie.

Les conférences ont porté sur divers sujets à l'ordre du jour tels que :

Effet sur la perception de l'immobilisation des images sur la rétine, par R. W. Ditchburn ;

Réponse de l'œil aux variations spatiales de la luminance, par G. Toraldo di Francia ;

Étude des unités réceptrices de la rétine, par J. M. Otero ;

Mécanisme de la vision des cônes consistant, en fait, en une étude physicochimique des substances sensibles des cônes, par G. Wald ;

Mesures spectrophotométriques directes, sur l'œil vivant, des modifications des substances photosensibles de la rétine sous l'influence de la lumière, par R. Rushton.

On m'avait demandé de présenter une étude de l'effet produit sur l'acuité visuelle par de petites variations de puissance des verres de lunetterie.

W. D. Wright a parlé des relations entre les mesures et l'aspect des couleurs, MacAdam, d'une part, Judd et Kenneth, d'autre part, des données colorimétriques.

Il ne m'est pas possible de donner même les titres des communications qui furent fort intéressantes et qui ont porté sur l'acuité, l'adaptation, l'imagerie oculaire, la localisation des objets dans l'espace, plusieurs études des phénomènes rétiniens par les enregistrements électriques, etc.

Je terminerai en donnant quelques indications sur un court séjour à l'École d'Optométrie de l'Université de l'État d'Ohio, à Colombus, qui m'a permis de voir travailler ensemble, avec une grande efficacité, pour des tâches d'enseignement et de recherches, des personnes de formation et de disciplines très différentes. Sous la direction du Dr Fry, directeur de cette école, travaillent des physiciens, des optométristes, des médecins, des ingénieurs, des biologistes. En même temps que la formation des optométristes (qui dure cinq ans) ils entreprennent des recherches sur des sujets très variés, tels que les relations entre la convergence et l'accommodation, la myopie nocturne, les réponses électriques de la rétine, etc. En outre, un laboratoire expérimental étudie toutes les questions de vision qui peuvent se présenter dans l'art de l'ingénieur et dans les diverses activités humaines. Le fonctionnement de ces laboratoires est extrêmement actif et porte actuellement surtout sur plusieurs recherches d'intérêt industriel.

II. Compte rendu de M. A. Maréchal. — Des précisions ont été données sur les deux questions suivantes :

a) *Développement des techniques de calcul automatique des instruments*. Dans plusieurs centres de calcul (Boston, Washington, American Optical Company, etc.) on dispose maintenant de machines très rapides et munies de nombreux organes de mémoire. Ceci rend possible le calcul quasi automatique des instruments ; la machine calcule pour chaque combinaison proposée une « fonction de mérite » qui synthétise les performances probables, déduites du résultat du tracé de rayons convenablement choisis. Des discussions ont eu lieu sur le choix d'une fonction de mérite, qui tienne compte non seulement des performances optiques, mais aussi de la facilité de construction, du prix estimé, etc. Le rôle du calculateur se réduit à la recherche d'un maximum (ou minimum) d'une fonction par rapport aux divers paramètres de construction.

b) *Réalisations dans le domaine infrarouge*.

1° *Camera évaporographique* (*Eva*) *de Baird*. Quelques précisions sont fournies sur la constitution de la camera, la fabrication des membranes, le noircissement et la sensibilité obtenue. Cet instrument est caractérisé par un temps de réponse encore relativement long (5 à 10 s).

2° *Interféromètre pour infrarouge lointain*. On décrit un appareil interférentiel constitué par des lamelles d'égale épaisseur groupées en deux blocs (lamelles paires et lamelles impaires) ; lorsqu'on déplace l'un des blocs par rapport à l'autre on fait varier la différence de marche entre les vibrations réfléchies sur les lamelles paires et impaires. On reçoit le rayonnement sur une cellule de Golay et on enregistre. Une radiation monochromatique fournit un enregistrement sinusoïdal et l'analyse harmonique de l'enregistrement fournit la répartition spectrale du flux lumineux.

III. Compte rendu de M. M. Françon. — M. Dyson a présenté un interféromètre pour microscope. C'est un système stigmatique qui se place entre la préparation et l'objectif. Il a présenté une méthode par réplique permettant d'observer par interférométrie des surfaces grossières.

M. Menzel a présenté des tests pour contraste de phase.

M. Ingelstam a présenté un oculaire interférentiel analogue au mien mais avec dédoublement total. Il a adjoint au système un dispositif ingénieux pour faire des mesures (compensateur isotrope).

M. van Heel a utilisé le polariscope de Savart pour faire des mesures de couches minces par interférences en lumière polarisée.

IV. Compte rendu de M. P. Giacomo. — Une journée du Congrès de Cambridge était consacrée aux couches minces, avec une dizaine de communications, dont trois présentées par des Français. Les discussions et visites de laboratoires, universitaires ou industriels, nous ont montré que ce sujet suscite un intérêt soutenu suivi de réalisations pratiques.

Les calculs à la machine (I B M) y apportent une importante contribution. Citons la méthode de calcul développée à l'American Optical Company : partant d'un ensemble arbitraire de couches, d'indice donné, on calcule par itération l'épaisseur optimum à donner à chaque couche pour obtenir une propriété donnée. Utilisée pour minimiser le pouvoir réflecteur d'un antireflet complexe, pour une longueur d'onde ou dans un intervalle de longueurs d'onde donné, cette méthode montre que l'approximation élémentaire « à deux rayons » fournit déjà des résultats très corrects.

Une communication, malheureusement très brève, de P. H. Berning suggérait une méthode générale de calcul pour les empilements de couches quelconques, absorbantes ou non. Elle est basée sur le calcul par récurrence de $T/(1 - R)$ ($T$ et $R$, transmission et pouvoir réflecteur de l'ensemble) mis sous forme d'un produit $\prod_n (P_n/P_{n-1})$. Cette méthode l'a conduit au calcul et à la réalisation de filtres à couche médiane d'argent, doués de propriétés intéressantes (bande large avec un contraste élevé).

Les applications des couches minces semblent en extension : antireflets simples ou multiples, avec une mention spéciale pour leur application dans l'infrarouge (filtres et lentilles en germanium, où l'antireflet apporte un gain de luminosité de l'ordre de 30 %), filtres interférentiels, protection des miroirs par SiO, miroirs « froids » ne réfléchissant pas l'infrarouge, miroirs pour l'ultraviolet.

Ces applications sont liées à l'utilisation de substances telles que Ge, Te, NaCl, KBr, $CeO_2$, BiO, $PbCl_2$, chiolithe, qui ont fait l'objet de diverses discussions ; pour l'ultraviolet rappelons l'utilisation de RbI (protégé par la paraffine) et aussi les résultats de G. Hass avec de l'aluminium évaporé très rapidement (jusqu'à 91,5 % de pouvoir réflecteur à 2 200 Å et 73 % à 1 600 Å).

Le procédé d'évaporation par chauffage indirect par rayonnement est fréquemment employé, sous des formes diverses.

Nous avons entendu plusieurs communications sur les méthodes de mesure d'épaisseur par contraste de phase ; celles-ci permettent des précisions très élevées, allant jusqu'à 10 Å (A. C. S. van Heel, E. Ingelstam).

Deux impressions générales, qui sortent un peu du

cadre des couches minces, nous semblent valoir la peine d'être notées : d'une part, le développement de la fabrication des réseaux et de leur utilisation dans les spectrophotomètres, d'autre part, la courtoisie de l'accueil qui nous a été réservé, aussi bien par les organisateurs du Congrès, à Boston, que par les différents laboratoires où nous avons été reçus.

V. Compte rendu de M. F. Abelès. — Au Congrès de la Commission Internationale d'Optique, F. Abelès a présenté un rapport sur les résultats récents obtenus dans l'étude des couches minces absorbantes. Quelques interventions supplémentaires sont à signaler :

*a*) B. S. Blaisse (Delft, Pays-Bas) a présenté les propriétés de réversibilité des couches minces absorbantes basées sur les principes de la thermodynamique (généralisation des résultats anciens de Lord Rayleigh et de Sommerfeld) ;

*b*) P. H. Berning (Bausch & Lomb, Rochester, N. Y.) a présenté un ingénieux mode de calcul des systèmes contenant des couches absorbantes entourées de couches transparentes des deux côtés.

A la réunion de l'Optical Society of America, à Philadelphie, plusieurs communications relatives aux couches minces absorbantes ont été présentées. On en trouvera le résumé dans le *Journal of the Optical Society of America*.

Ce qui nous a le plus frappé, c'est le grand usage qui est fait outre-Atlantique des machines à calculer électroniques pour calculer les systèmes de couches minces.

## SÉANCE DU 7 DÉCEMBRE 1956

### (*) 1. — La future définition du mètre par une longueur d'onde. État de la question. Radiations envisagées ;

par M. J. Terrien,
Bureau International des Poids et Mesures.

La distance entre les traits de la règle prototype en platine iridié du Pavillon de Breteuil, qui définit la longueur de 1 m, peut être observée avec une précision de 0,1 $\mu$. On saurait aujourd'hui, par une amélioration de la qualité des traits et par une méthode d'observation photoélectrique, atteindre une précision environ 10 fois meilleure. Aucun signe de variation avec le temps n'a jusqu'ici contredit la stabilité de cet alliage constatée par les essais de 1872. En particulier, huit mesures, échelonnées de 1892 à 1940, de la longueur d'onde de la raie rouge du cadmium, sont concordantes à $\pm 3.10^{-7}$ sans tendance systématique. Il était donc justifié de ne pas se hâter pour tenter de donner à la définition de l'unité de longueur, en la basant sur une longueur d'onde lumineuse, plus de précision et de stabilité, et « un caractère incontestable d'universalité et d'indestructibilité ».

L'apparition de sources de lumière monochromatique sans structure hyperfine à éléments mononuclides a amené la conviction que, parmi les radiations qu'elles produisent, la longueur d'onde de certaines serait un bon étalon de longueur. La conclusion du Comité Consultatif pour la Définition du Mètre en 1953 peut se résumer par cette citation :

« ... Le mètre devrait être défini, lorsque le moment sera venu, par la longueur d'onde d'une radiation lumineuse se propageant dans le vide, le radiateur et l'observateur étant en repos relatif. Cette radiation serait spécifiée par deux termes spectraux d'un atome dont le spectre soit dépourvu de structure hyperfine, et qui ne soit soumis à aucune influence perturbatrice. »

La Conférence Générale des Poids et Mesures, qui seule a le pouvoir de changer l'étalon de longueur, a décidé en 1954 de maintenir le *statu quo* et demandé à être renseignée d'urgence sur les qualités expérimentalement observables des radiations envisagées.

On connaissait la largeur théorique due à l'effet Doppler-Fizeau d'agitation thermique, dans le cas des lampes à $^{114}$Cd à 270-290 °C, des lampes à $^{198}$Hg à 0-20 °C et des lampes à $^{86}$Kr à — 210 °C (63 °K). On savait aussi que les lampes à Cd ou Hg doivent contenir de l'argon qui change la longueur d'onde. Le Bureau International a entrepris de mesurer, avec un étalon Perot-Fabry, le profil spectral de plusieurs radiations de ces lampes, pour diverses conditions d'excitation, en vue de découvrir les influences perturbatrices. De plus, il a fait quelques mesures de la visibilité des interférences à l'interféromètre de Michelson, en fonction de la différence de marche, et aussi, à différence de marche constante, en fonction des variations des conditions d'excitation de la lampe, et observé des déplacements des franges.

Les premiers résultats montrent, dans les conditions les plus favorables, pour quelques radiations, un profil identique au profil Doppler théorique, sauf aux pieds, où l'on trouve un petit excès de lumière, peut-être par diffusion ; leur largeur est toujours plus grande d'au moins 30 pour cent que la largeur théorique.

Des perturbations importantes sont visibles dans la plupart des cas. Les raies 5 461 et 4 358 Å du mercure se renversent et leur profil, à 40 °C, devient dyssymétrique. Les deux raies 5 769 et 5 791 Å ne se renversent pas, mais paraissent un peu plus larges que la raie 5 461 Å à 0 °C. Les raies 5 570 et 5 871 Å du krypton sont élargies et dyssymétriques, au moins en partie par autoabsorption, dans l'observation en bout. Plusieurs des raies infrarouges examinées sont renversées, souvent même dans l'observation en travers, sauf 9 856 Å. Dans le visible, les raies 5 650 et 6 056 Å du krypton paraissent les moins sensibles aux perturbations et sont les plus fines.

Ces études du Bureau International sont susceptibles d'orienter la décision future ; elles sont un exemple du rôle nouveau qu'il devra jouer dans le domaine des mesures de longueur, si la Conférence Générale, en 1960, enlève au mètre prototype en platine, dont le Bureau International a la garde, sa fonction d'étalon primaire.

### 2. — Évolution thermique de l'indice de réfraction des verres ;

par M. L. Prod'homme.

I. ***Introduction.*** — Les mesures relatives à l'action de la température sur l'indice de réfraction, directement évalué à toute température, permettent de

définir un coefficient de température de l'indice qui caractérise la variation de l'indice dans un intervalle donné de température. Disons tout de suite que les résultats dépendent en très grande partie de la vitesse de chauffe, puisqu'ils font intervenir aussi bien l'équilibre thermique que l'équilibre structural de la matière.

Les premières mesures de ce coefficient remontent à 1892 quand Pulfrich [1] observa une douzaine de verres entre 0 et 100 °C. Plus tard Reed [2] compléta ces résultats en chauffant les verres jusqu'aux températures de leur transformation. Des tables ont été publiées par la suite en vue de mesures précises effectuées au réfractomètre. Dans l'ensemble, ce coefficient $dn/d\theta$ a été trouvé faible : sa valeur se trouve comprise entre $-3$ et $+14.10^{-6}$/°C selon la nature des verres ; mais cette étude ne concernait que des verres industriels complexes sans chercher à mettre en évidence l'influence de tel ou tel oxyde.

L'étude systématique que nous avons faite porte sur des verres de compositions très diverses et dans la mesure du possible, sur des verres simples, pour essayer de déceler l'action séparée de la température sur la structure propre aux différents oxydes.

II. ***Méthode expérimentale.*** — Selon la nature des échantillons, nous avons utilisé trois dispositifs différents pour suivre la variation de l'indice d'un échantillon placé dans un four :

1° Lorsque l'on a affaire à un verre optique courant, on obtient une bonne précision en utilisant la méthode du prisme par lequel on divise un faisceau parallèle en deux parties, dont chacune se disperse en fournissant deux spectres plus ou moins distants l'un de l'autre. La variation de la distance qui sépare deux raies symétriques correspond par une loi assez simple à la variation de l'indice de l'échantillon pour la longueur d'onde envisagée [3]. Mais cette méthode, qui utilise la réfraction et la réflexion sur deux faces, exige une excellente qualité optique des verres, c'est-à-dire une bonne homogénéité et un bon polissage.

2° Pour l'étude des verres expérimentaux, dont l'homogénéité chimique peut laisser à désirer, la méthode précédente cesse d'être applicable, même si l'on peut conserver un bon poli des faces. Nous utilisons dans ce cas des prismes d'angle petit ($< 10°$) en les observant à leur minimum de déviation. La lumière, sous forme d'un faisceau étroit, traverse alors une très petite quantité de matière et l'image de la fente ne s'en trouve pas trop altérée.

3° Enfin, si l'on désire mesurer l'indice au delà du domaine de transformation, alors que le verre commence à se ramollir, on emploie un système analogue à celui du prisme d'Amici : on s'arrange pour avoir une déviation pratiquement nulle avec l'indice de l'échantillon observé à la température ambiante. Pour cela, on prépare un échantillon à la forme d'un prisme de 60° et l'on calcule l'angle des prismes de silice qui entourent le verre de façon qu'un rayon lumineux parallèle à la base traverse le système des trois prismes sans subir de déviation.

Les échantillons disposés à l'intérieur du four étaient chauffés de façon très uniforme, à la vitesse de 4° par minute et le volume des échantillons ne dépassait pas 2 cm³. Ajoutons que nous utilisions toujours des verres recuits.

III. ***Résultats des recherches.*** — A) Verres optiques. — En ce qui concerne les verres optiques, notre étude a porté sur une gamme de compositions très variées, allant des borosilicates aux flints extra-denses. Nous retrouvons, en général, les valeurs publiées jusqu'alors, sauf dans le domaine de température qui intéresse précisément les opticiens, c'est-à-dire au voisinage de la température ambiante, où nous obtenons des valeurs sensiblement supérieures aux nombres généralement adoptés. Nos résultats ont été confirmés dans un cas où nous avons pu suivre l'indice à basse température jusqu'à $-150$ °C : la courbe ne présente pas de minimum à 0° comme le laissaient prévoir les résultats antérieurs. Il est probable que les auteurs précédemment cités ont été trompés par le retard à l'équilibre thermique qui se manifeste au début de l'évolution sur un échantillon de dimensions trop importantes.

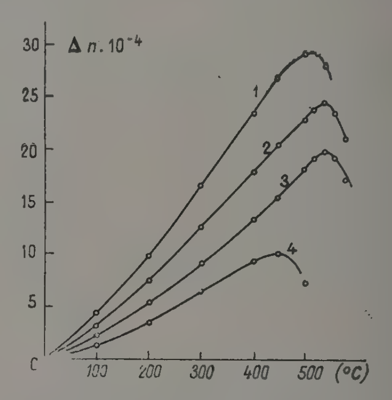



Fig. 1. — Variations de $\Delta n = f(\theta)$ pour des verres crowns : 1, zinc crown ; 2, baryum crown ; 3, borosilicate crowd ; 4, crown sodocalcique.

La figure 1 montre ces courbes dans le cas des crowns. L'allure générale de ces courbes $\Delta n = f(\theta)$ qui correspondent à des verres de silicates, se présente toujours d'une manière identique : la variation apparaît depuis la température ambiante jusqu'au voisinage du domaine de transformation, comme une courbe très légèrement concave vers le haut du graphique. Cette incurvation semble dépendre de la vitesse de chauffe et de l'hystérésis thermique de l'échantillon. Ajoutons aussi qu'il est nécessaire que le verre soit suffisamment recuit pour que l'équilibre structural n'évolue plus pendant la chauffe.

Dans tous les cas, la courbe $\Delta n = f(\theta)$ montre au début un accroissement progressif du coefficient $dn/d\theta$ suivi d'une diminution très rapide au moment de la transformation. La valeur de ce coefficient s'échelonne en moyenne entre $2.10^{-6}$ pour un crown ordinaire à $12.10^{-6}$ pour un flint extra-dense.

B) Verres d'oxydes simples. — a) *Silice vitreuse.* — De nombreux auteurs ont déjà étudié la silice fondue à ce point de vue et tous les opticiens savent que la silice présente un coefficient thermique de l'indice très élevé par rapport aux verres ordinaires. On admet la valeur $dn/d\theta = 13{,}8.10^{-6}$/°C pour la raie 5 461 Å du mercure.

b) *Anhydride borique.* — En ce qui concerne l'anhydride borique l'évolution thermique étudiée jusque vers 600 °C a montré que l'indice, au lieu de croître quand la température s'élève, comme dans le cas de la silice et des silicates, décroît uniformément jusqu'au domaine de transformation, où il amorce une chute très rapide, pour revenir ensuite à une valeur moins élevée. On note au début $dn/d\theta = 20.10^{-6}/°C$ (*fig.* 2). Une variation négative moins accentuée a été observée pour des verres de borates.

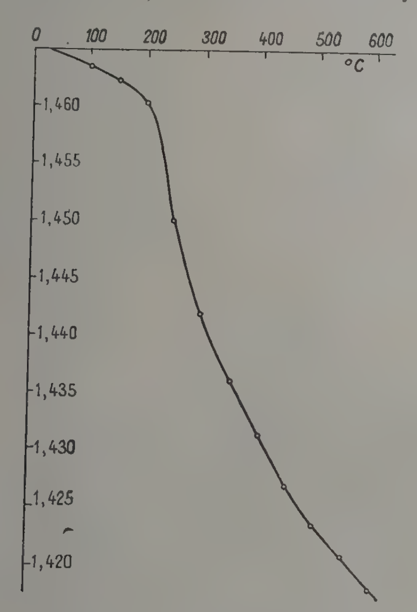



FIG. 2. — Variation thermique de l'indice de réfraction de $B_2O_3$.

c) *Verre à base d'anhydride phosphorique.* — Devant la difficulté de réaliser un échantillon de verre de $P_2O_5$ pur, nous avons préparé un verre à partir d'anhydride phosphorique mélangé à du phosphate monosodique ; avec ce verre, on a observé aussi une diminution régulière de l'indice correspondant à $dn/d\theta = -16.10^{-6}/°C$. La courbe représentée sur la figure 3 est tout à fait analogue à celle donnée par l'anhydride borique ; signalons aussi le même aspect du phénomène observé avec un verre de phosphate complexe.

d) *Verre d'oxyde de germanium.* — La variation thermique de l'indice de réfraction du verre d'oxyde de germanium préparé au laboratoire, a révélé une évolution positive très rapide, plus importante encore que dans le cas de la silice vitreuse. La variation est de l'ordre de $+20.10^{-6}/°C$. Nous l'avons mesurée jusqu'à 600 °C.

e) *Oxyde de plomb vitreux.* — Il eut été intéressant de connaître exactement les propriétés de l'oxyde de plomb vitreux pur ; malheureusement, il est extrêmement difficile d'obtenir ce verre à l'état pur en raison de l'attaque des creusets par l'oxyde de plomb. Nous avons donc opéré sur un échantillon provenant d'une fonte exécutée au laboratoire qui doit correspondre à environ 85 % d'oxyde de plomb et à 15 % d'impuretés diverses empruntées au creuset. Or, nous trouvons pour ce verre une variation positive de l'indice $dn/d\theta = +21.10^{-6}/°C$. Cette valeur est donc encore supérieure à celle donnée par un flint extra-dense qui atteignait $17.10^{-6}/°C$. Il y a donc lieu de prévoir une valeur encore plus élevée pour l'oxyde de plomb pur vitreux.

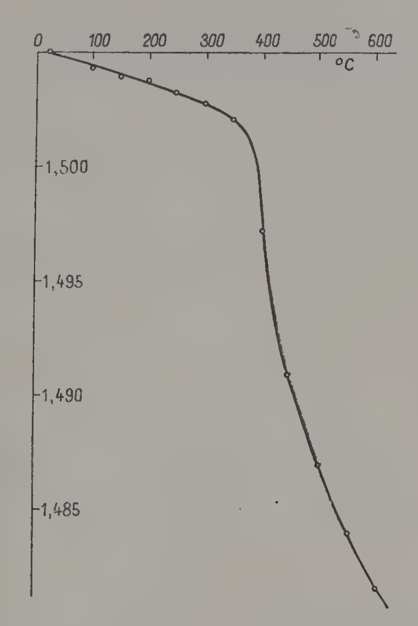



FIG. 3. — Variation thermique de l'indice de réfraction d'un phosphate vitreux.

f) *Verre d'oxyde d'antimoine.* — L'oxyde d'antimoine pur peut former un verre, mais il est assez difficile d'en obtenir une quantité appréciable, car il faut traverser très rapidement la zone de dévitrification qui se situe précisément à la température ambiante. Néanmoins nous avons pu observer un accroissement de l'indice depuis 20° jusqu'à 150 °C à raison de $13.10^{-6}/°C$, suivi d'un maximum large et la chute habituelle au cours de la transformation.

g) *Verre d'oxyde de thallium.* — Une goutte de ce verre a pu être fondue à partir de l'oxyde brun $Tl_2O_3$. Son indice pour la raie jaune du mercure était 2,280. Un prisme de 10° sur lequel nous avons effectué cette mesure au goniomètre nous a servi à suivre l'évolution de l'indice à chaud jusqu'à environ 250 °C où il atteignait la valeur 2,284, soit $dn/d\theta = 17.10^{-6}/°C$. Il n'a pas été possible de suivre l'évolution au delà en raison de l'énorme absorption du verre qui présente déjà à la température ambiante une vive coloration rouge.

IV. ***Discussion des résultats.*** — L'ensemble de ces résultats est groupé sur le diagramme de la figure 4. On y voit que les variations peuvent être aussi bien positives que négatives.

Elles sont positives pour tous les verres de silicates :

faibles pour les crowns, ces variations deviennent considérables pour les flints très denses. Les verres simples d'oxydes de silicium, de germanium et de plomb se situent à la partie supérieure de l'éventail formé par ce faisceau de courbes : ce sont les oxydes constitués par les éléments du groupe IV de la classification périodique. On remarque, dans ce groupe,

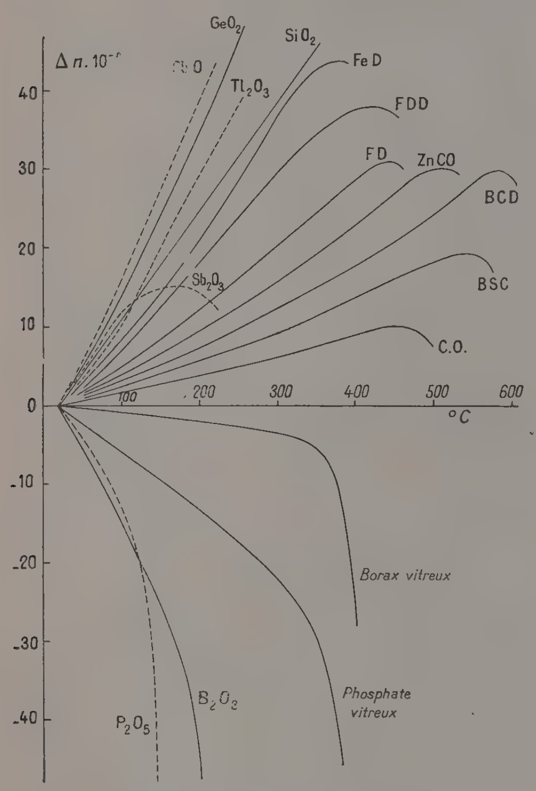



Fig. 4. — Evolution thermique de l'indice de réfraction des verres.

que $dn/d\theta$ augmente quand le formateur du réseau vitreux possède une masse atomique plus grande : Si < Ge < Pb. Ainsi le coefficient de température est-il encore positif pour les oxydes de thallium et d'antimoine qui sont des éléments lourds appartenant aux groupes III et V, alors que les éléments légers de ces deux groupes, comme le bore et le phosphore, forment des verres dont la variation de l'indice avec la température est très fortement négative.

Le coefficient thermique de l'indice est sûrement lié à la structure du réseau vitreux et plus particulièrement à la nature de son formateur mais, pour dégager correctement l'action séparée des divers éléments, il faudrait comparer, non pas l'évolution thermique de l'indice, mais l'évolution thermique de la réfraction moléculaire, qui tient compte de la dilatation ; ce travail est actuellement en cours, mais déjà l'étude de l'indice de réfraction montre que l'influence de la température est souvent plus importante qu'il n'était admis jusqu'ici et elle laisse prévoir qu'il est possible de réaliser la composition d'une fonte dont l'indice de réfraction serait pratiquement indépendant de la température.


[1] Pulfrich (C.), *Ann. physik. Chem.*, 1892, **45**, 609.
[2] Reed (J. O.), *Ann. physik. Chem.*, 1898, **65**, 707.
[3] Winter (Mme A.), *Verres et Réfractaires*, 1948, **2**, 214.


## SECTION DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE

### CONGRÈS DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE

Ce Congrès, organisé par la Section de Physique corpusculaire dont le Secrétaire est M. A. Berthelot, a eu lieu à Paris les 15, 16 et 17 mars 1956. Le compte rendu détaillé en a été publié dans le numéro de juillet 1956 du *Journal de Physique*, pages 505 à 603.

### SÉANCE DU 27 JUIN 1956

Cette réunion a été consacrée à une série d'exposés faits par quelques-uns des membres d'un groupe de vingt physiciens, appartenant aux laboratoires de Physique Nucléaire de la région parisienne, qui venait d'effectuer une visite des laboratoires soviétiques de Physique Nucléaire des régions de Moscou, Léningrad et Kiev.

Aucune séance de Physique générale n'étant plus prévue pour l'année 1955-1956, M. le Président a présenté les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il a été immédiatement statué. En conséquence, ont été admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. Buvet (René), Ingénieur E. S. P. C. I., Licencié ès Sciences, Sous-Chef de Travaux à l'E. S. P. C. I., 14, avenue Cousin-de Méricourt, Cachan (Seine), présenté par MM. Badoz et Uebersfeld.

Crussard (Jean), Docteur ès Sciences, Ingénieur en Chef des Ponts et Chaussées, 6, place du Panthéon, Paris (5e), présenté par MM. Leprince-Ringuet et Chanson.

Félici (Noël), Professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble, Institut Fourier, place du Doyen Gosse, Grenoble (Isère), présenté par MM. Néel et Maréchal.

Mlle Nordau (Claudy-Gabrielle), Chroniqueur scientifique, 3, rue Massenet, Paris (16e), présentée par MM. Schatzman et Kastler.

## SECTION SUD-OUEST

*(Bordeaux)*

### COLLOQUE NATIONAL SUR L'OPTIQUE MOLÉCULAIRE ET LA PHYSICOCHIMIE STRUCTURALE

Ce Colloque a été organisé à Bordeaux par la Section Sud-Ouest, en collaboration avec la Faculté des Sciences de Bordeaux, du 7 au 11 mai 1956. Les

Communications se sont rapportées aux sujets suivants :

*Optique moléculaire :* absorption ultraviolette et infrarouge, diffusion moléculaire de la lumière (effet Rayleigh et effet Raman), luminescence moléculaire ;

*Physicochimie structurale :* magnétisme rayons X.

En outre, une séance de la Section Sud-Ouest a permis de grouper un certain nombre d'exposés qui ne rentraient pas strictement dans les rubriques ci-dessus.

Toutes ces Communications ont été publiées dans les *Cahiers de Physique* n^os 71 à 76 (juillet-décembre 1956), puis réunies en une brochure de 96 pages (39 textes, 64 auteurs) que les participants pourront se procurer en s'adressant à M. A. ROUSSET, Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux, Secrétaire du Colloque.

## SÉANCE DU 31 MAI 1956

### (*) 1. — Anisotropie diélectrique du papier dans la bande des 3 cm. Influence de l'humidité ;

par MM. R. SERVANT et J. GOUGEON.

Un bloc de papier, formé de feuilles empilées, doit à priori constituer un milieu diélectrique anisotrope. Mais, seule l'expérience peut fixer sur l'ordre de grandeur de son anisotropie.

C'est cette expérience que nous avons entreprise, dans la bande des 3 cm, où nous disposions d'un banc de mesures [1] approprié.

Les résultats sont frappants. Nous les avons déjà signalés [2] en ce qui concerne les papiers dans leurs conditions normales d'emploi. Nous y reviendrons ici, en les complétant en ce qui concerne les phénomènes observés lors de leur dessiccation.

MÉTHODE DE MESURE EMPLOYÉE. — Nous avons utilisé la méthode, dite de « l'échantillon fendu », qui consiste, grâce à une rainure ménagée dans l'échantillon étudié, à relever directement dans le diélectrique

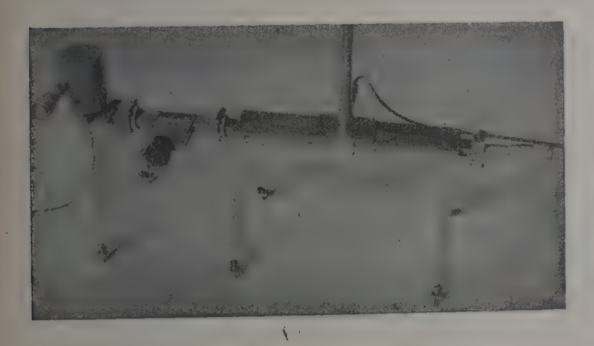


FIG. 1.

lui-même les ondes stationnaires résultant de l'interférence d'une onde incidente et de l'onde réfléchie par un piston métallique en avant duquel on place l'échantillon.

Le banc de mesures (*fig.* 1), formé d'éléments de guides rectangulaires, propageant le mode $TE_{01}$ comprend un klystron 723 AB, un atténuateur, un mesureur d'ondes stationnaires et un piston terminal réglable. Les blocs de papier (de $1 \times 2,3 \times 12$ cm, comportant une fine rainure pour le passage de la sonde du MOS) sont placés dans le mesureur d'ondes stationnaires, en avant et contre le piston réflecteur. Ces blocs sont soit à feuilles verticales parallèles au champ électrique, soit à feuilles horizontales perpendiculaires à ce champ. Les courbes relevées sont du type de la figure 2, obtenues avec du papier Kraft. Chacune d'elles peut servir à mesurer (pour l'orientation considérée) la constante diélectrique complexe ou, en employant le langage de l'optique, la réfraction et l'absorption.

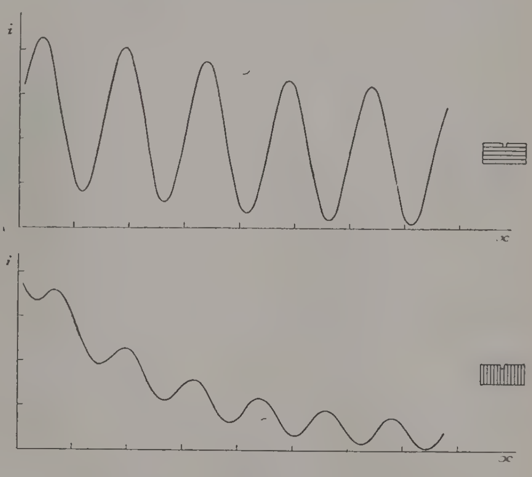



FIG. 2.

On peut d'abord déterminer l'indice de réfraction $\nu_g$ et le coefficient d'absorption $\mu_g$ en propagation guidée. L'indice $\nu_g$ s'obtient en calculant le quotient $\lambda_e/\lambda_g$ de la longueur d'onde d'émission libre dans l'air (ici 3,24 cm) par la longueur d'onde relevée dans le guide rempli de diélectrique (double de l'interfrange). Quant à $\mu_g$, il s'obtient en passant des courbes d'intensité de la figure 2 aux courbes d'amplitude (en $\sqrt{i}$ à cause de la réponse quadratique du détecteur), puis aux courbes moyennes, enfin aux droites transformées logarithmiques (à base e) de ces courbes, droites dont le coefficient angulaire est $\mu_g/2$.

On peut ensuite remonter aux caractéristiques $\nu$ et $\mu$ d'espace libre ou mieux aux indices de réfraction $\nu$ et d'extinction $\varkappa$ intervenant dans l'expression de l'indice complexe $n = \nu - i\varkappa$. On trouve, par la considération de l'équation générale de propagation $\left(\Delta E_z = \frac{\varepsilon}{c^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2}\right)$ que, dans le cas où $\varkappa^2$ est négligeable devant $\nu^2$ (ce qui est licite ici), on a

$$\nu = \sqrt{\nu_g^2 + p}, \qquad \varkappa = \frac{\lambda}{4\pi}\frac{\nu_g}{\nu}\mu_g,$$

où $p$ désigne, selon l'usage, la quantité $(\lambda/2a)^2$, $a$ étant la largeur du guide.

Résultats sur les papiers dans les conditions normales d'emploi. — En réalité, les variétés de papier sont extrêmement nombreuses et il faudrait distinguer origine, traitement, charge, collage, feutrage, densité, etc. Du moins, ont-elles en commun le fait que la matière première essentielle est la même (fibres de cellulose couchées dans le plan des feuilles) et qu'elles sont toujours chargées d'humidité [3].

Nous avons constaté qu'elles présentent toutes, à des degrés divers, une grande anisotropie de réfraction et d'absorption : les indices $\nu_{\parallel}$ et $\nu_{\perp}$ sont très différents, ainsi que les indices d'extinction $\varkappa_{\parallel}$ et $\varkappa_{\perp}$. (Par contre, pour les catégories de papier envisagées, nous n'avons pas trouvé de différences sensibles entre le « sens machine » et le « sens transverse ».)

Pour le papier Kraft cité plus haut, on trouve

$$\nu_{\parallel} = 1{,}52, \qquad \varkappa_{\parallel} = 8{,}5.10^{-2},$$
$$\nu_{\perp} = 1{,}28 \qquad \varkappa_{\perp} = 3.10^{-2}.$$

Le *dichroïsme* est considérable, puisque l'absorption est près de 3 fois plus forte que dans le sens $\parallel$ que dans le sens $\perp$. Quant à la réfraction, elle est aussi beaucoup plus forte dans le sens $\parallel$ que dans le sens $\perp$, de sorte que la *biréfringence* est importante. Elle vaut ici $\Delta n = \nu_{\parallel} - \nu_{\perp} = 0{,}24$ ; elle est donc, toutes proportions gardées, comparativement plus importante que celle du spath en optique.

Si, maintenant, on examine les différentes catégories de papier, on arrive à cette constatation importante que dichroïsme et biréfringence sont très variables d'une catégorie à l'autre, le feutrage, la densité,... intervenant particulièrement. Ainsi, quand on passe des papiers Kraft aux papiers machine, puis aux filtres et aux buvards, l'ordre de grandeur des biréfringences mesurées décroît d'environ 0,25 à 0,08.

Influence d'une dessiccation. — Il nous a paru intéressant, bien qu'encore une fois les papiers, dans les conditions usuelles, soient toujours chargés d'humidité, de procéder à une dessiccation, soit en faisant progressivement le vide en présence d'anhydride phosphorique, soit en les portant à l'étuve.

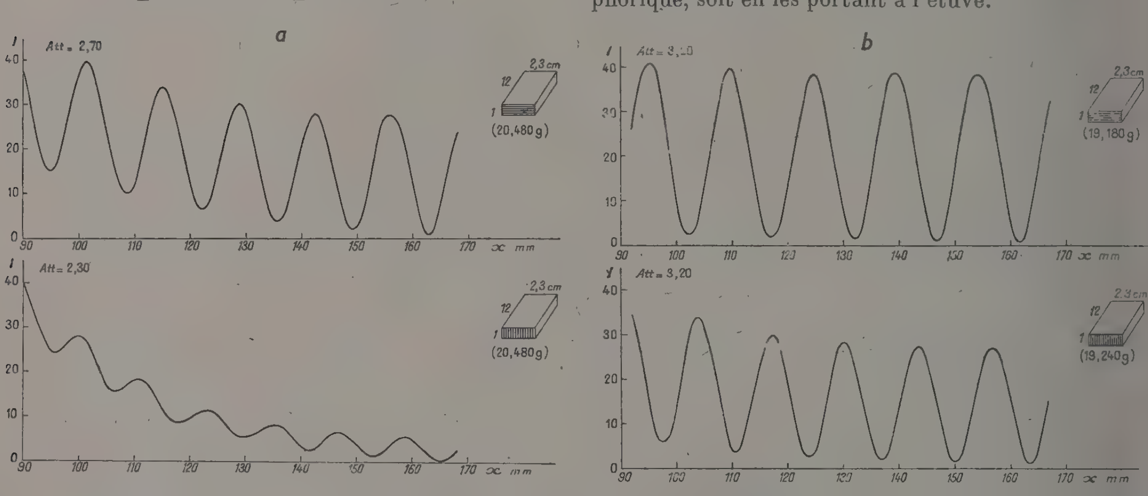



Fig. 3. — *a*) Papier machine ; *b*) papier machine sec.

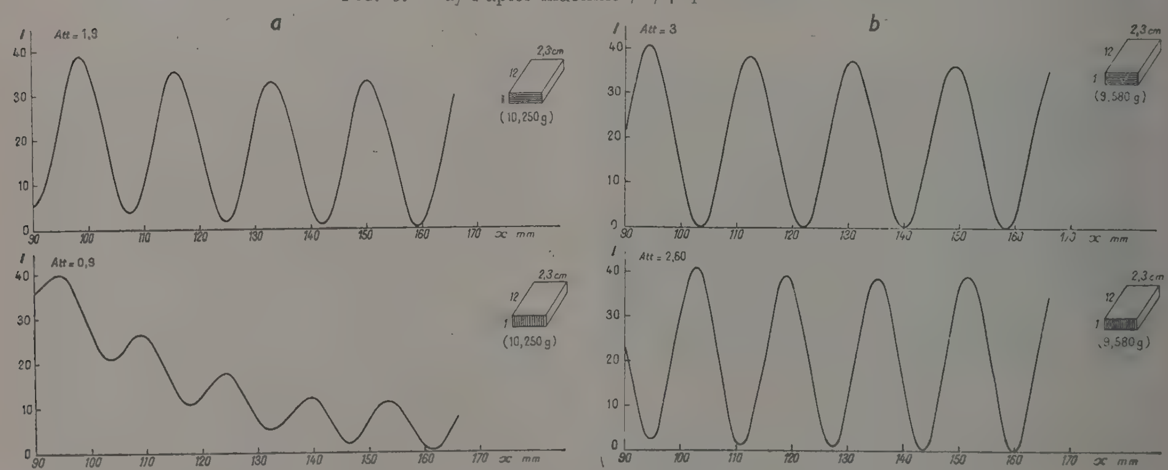



Fig. 4. — *a*) Papier filtre ; *b*) papier filtre sec.

On constate alors (*fig.* 3 et 4) que les indices diminuent, à cause du départ d'eau, mais une biréfringence liée à l'orientation des cristallites de cellulose dans les fibres subsiste. Par contre, l'absorption est pratiquement supprimée. Cette absorption vient donc de l'eau. Si une partie de celle-ci est certainement de l'eau liée (hydrates définis à l'intérieur des cristallites, travaux de Champetier) ou orientée en surface, la plus grande partie doit être de l'eau libre, car, d'après les conclusions de R. Freymann et de ses collaborateurs [4], seule cette eau est absorbante à 10 000 MHz.

Si d'ailleurs on laisse les blocs de papier à l'air, ils s'imprègnent de vapeur d'eau et leur absorption augmente à nouveau. Elle s'accompagne, bien entendu, de dichroïsme et c'est sans doute là le fait le plus remarquable, puisqu'on réalise l'équivalent d'une tourmaline « réglable » dont on pourrait à volonté intensifier les absorptions ordinaire et extraordinaire.

Une dessiccation favorise l'étude du papier, puisqu'elle le rend transparent aux hyperfréquences. La biréfringence ultra-hertzienne après dessiccation $\Delta n_0$ est une donnée spécifique simple. Pour les papiers correspondant aux figures 3 et 4, on a

$\Delta n_0$ papier machine $= 0{,}12$, $\Delta n_0$ papier filtre $= 0{,}09$.

Une étude des variations des réfractions et des biréfringences spécifiques est en cours. Les résultats, relatifs à l'influence du taux d'humidité, semblent analogues à ceux obtenus dans l'étude optique des fibres cellulosiques transparentes [5].

Conclusion. — Les blocs, formés de feuilles de papier empilées, présentent une anisotropie diélectrique remarquable. L'étude de cette anisotropie aux hyperfréquences paraît présenter à la fois un grand intérêt théorique et pratique.

[1] Servant (R.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 99 S.
[2] Servant (R.) et Gougeon (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 2318.
[3] Escourrou (R.), Le Papier, Paris, 1941.
[4] Freymann (R.), *J. Chim. Phys.*, 1953, **50**, C 37.
[5] Hermans (P. H.), Contribution à l'étude physique des fibres cellulosiques, trad. M. Chêne, Paris, 1952.

## 2. — Suppression du spectre secondaire d'un objectif à deux verres ;

par M. J. Rösch.

L'un des points d'infériorité des *réfracteurs* sur les *réflecteurs* dans l'observation astronomique (à côté de grands avantages) est l'existence d'une aberration chromatique secondaire qui, pour de grands instruments, oblige à ne travailler que dans un domaine spectral étroit. Des combinaisons ont été proposées (lunettes de Hamilton et de Schupmann, reprises plus récemment par J. G. Baker) pour achromatiser rigoureusement un objectif simple ou un objectif à deux verres. Si l'on cherche une solution générale de ce dernier cas (applicable donc aux réfracteurs existants), on trouve qu'on peut supprimer le spectre secondaire (rigoureusement si l'on dispose des mêmes verres, avec de très faibles résidus en cas contraire) au moyen d'un doublet divergent associé à un miroir sphérique concave. On peut faire en sorte que le système n'introduise pas de chromatisme de grandissement et qu'il soit corrigé de l'aberration de sphéricité et de la coma, et on dispose encore de deux paramètres. On peut donc choisir un doublet *collé* et dont la face avant ait la courbure à donner au miroir (il suffit alors de la rendre réfléchissante) ; le rapport diamètre du correcteur/diamètre de l'objectif est alors imposé à une valeur relativement grande (0,57), ce qui rend la solution difficilement applicable à un grand instrument. Il est donc préférable de se donner le rapport avec une valeur plus pratique et de renoncer à l'une des autres conditions ; on peut choisir soit un doublet collé et un miroir indépendant, soit, ce qui s'avère plus intéressant à tous points de vue, un doublet non collé dont la face avant soit réfléchissante. En particulier, un rapport voisin de 0,23 donne un flint équiconvexe, ce qui facilite la réalisation.

## SÉANCE DU 25 OCTOBRE 1956

### (*) Sur l'existence de la luminescence lunaire. Résultats obtenus ;

par M. J. Dubois,
Observatoire de Bordeaux.

I. L'idée d'une luminescence des roches constituant la surface de la Lune a été énoncée par Link pour expliquer les importantes variations lumineuses observées au cours de la phase pénombre d'une éclipse de Lune.

II. Deux méthodes de travail ont été proposées par ce même auteur pour l'étude de ce phénomène.

1° Étude de l'accroissement de luminance dans certaines régions du spectre, au cours de la phase pénombre d'une éclipse de Lune. C'est la méthode utilisée par M. Cimino et ses collaborateurs à l'Observatoire de Rome.

2° Étude de la variation de la profondeur des raies. Cette méthode est délicate, en raison des petites variations à mesurer. Elle a par contre l'avantage d'être utilisable chaque fois que la Lune est visible dans un ciel pur. Nous donnons ci-dessous les résultats obtenus par l'emploi de cette méthode.

III. Principe de la méthode de la profondeur des raies. — On compare des spectres assez dispersés de la Lune à des spectres solaires obtenus avec le même appareil, les mêmes plaques et la même durée de pose.

Le Soleil étant trop brillant, on doit utiliser la lumière diffusée par un bloc de magnésie éclairé par le Soleil.

Pour avoir des spectres solaires de différentes densités, on a utilisé divers systèmes permettant de faire varier d'une quantité voulue l'intensitéde la lumière entrant dans le spectrographe. On a mployé avec succès : diaphragmes, lame à échelons ou secteur tournant.

Les clichés d'étalonnage et ceux de la Lune sont développés dans le même bain et agités pendant le

développement. Ils sont ensuite passés au microphotomètre enregistreur.

A l'aide des enregistrements, on mesure le rapport instrumental de profondeur d'une raie, soit $R$ = intensité du fond (ou corps) de la raie /intensité du fond continu du spectre interpolé pour le centre de la raie.

$R$ est d'abord déterminé pour les spectres solaires ; puis on calcule la moyenne des $R$ ainsi trouvés, d'où la valeur $\varepsilon$ du plus grand écart par rapport à la moyenne.

On calcule le même rapport pour les spectres de la Lune, soit $R'$.

Si le spectre de la Lune est simplement celui de la lumière solaire diffusée par la surface de notre satellite, $R' \simeq R$ ou du moins les écarts ne dépassent pas $\varepsilon$.

S'il existe une luminescence émise par les roches de la surface lunaire, $R'$ est supérieur à $R$.

Pour certaines régions de la Lune et pour un certain nombre de longueurs d'onde, on constate que $R' > R + \varepsilon$.

La raie du spectre lunaire est dans ce cas moins profonde. On pose

$$\Delta R = R' - (R + \varepsilon). \qquad (1)$$

Si on appelle $\rho$ le rapport de l'intensité de la luminescence lunaire à celle de la lumière diffusée par la surface de la Lune, pour une longueur d'onde donnée, on peut écrire

$$\rho = \frac{\Delta R}{1 - (R + \Delta R)}. \qquad (2)$$

Donc, si on connaît $\Delta R$, on peut calculer l'intensité de la luminescence lunaire.

Nous précisons :

1° que nous avons vérifié par des expériences de laboratoire la validité de la formule (2) en imitant le phénomène dont la Lune est susceptible d'être le siège. La substance luminescente (halophosphate SAFPE 15-849) était irradiée soit par la lumière solaire seulement, soit par la radiation 2 537 Å d'une lampe à vapeur de mercure basse pression seule, soit par ces deux sources à la fois. On obtenait ainsi des spectres séparés de la lumière solaire, de la bande de fluorescence, en plus du spectre composite. L'intensité de la luminescence était calculée de deux façons distinctes, d'où possibilité de contrôle de la méthode exposée ;

2° que la précision de la méthode est d'autant meilleure que la dispersion du spectrographe est grande ;

3° que la luminescence est le phénomène qui, dans les conditions de nos observations, est raisonnablement le seul susceptible de diminuer la profondeur des raies, en donnant des résultats interprétables.

IV. Résultats. — Les mesures effectuées sur plus de 200 spectres de différentes régions de la Lune et obtenus dans des conditions différentes (spectrographes, plaques, observateurs), ont donné les résultats suivants :

1° Sur 86 régions lunaires observées, 47 ont présenté une luminescence certaine. La répartition en fonction de la couleur est la suivante :

24 régions en rouge (6 560 Å),
26 régions en jaune (5 893 Å),
4 régions en vert (5 200 Å),
21 régions en bleu (4 861 Å),
10 régions en violet (4 300 Å).

Une même région lunaire peut être luminescente en plusieurs couleurs.

2° Valeurs moyennes du rapport $\rho$ pour 5 longueurs d'onde et quelques plages lunaires (moyenne calculée sur trois observations au moins).

| Plage lunaire observée | Rouge 6 560 | Jaune 5 893 | Vert 5 200 | Bleu 4 861 | Violet 4 300 |
|---|---|---|---|---|---|
| Limbe Sud-Ouest, lat. 45d Sud | | 0,14 | 0,20 | 0,04 | |
| Région entre Mers de la Sérénité et des Pluies (lat. 30d Nord, long. 8d Ouest) | | 0,05 | | | 0,06 |
| Centre du Sinus Medii | 0,12 | | | 0,10 | |
| Mer de la Tranquillité (lat. 0d, long. 28d Ouest) | ? | 0,14 | | | |
| Mer de la Fécondité (lat. 0d, long. 50d Ouest) | 0,08 | 0,10 | | ? | |
| Fond du Cirque Régiomontanus | 0,25 | 0,13 | | 0,05 | |
| Mer des Crises | | 0,15 | 0,20 | 0,08 | |
| Mer du Froid (région Ouest) | | 0,06 | 0,07 | ? | 0,04 |
| Région lat. 12d Sud, long. 60d Ouest | 0,07 | 0,10 | | | 0,03 |
| Mer des Nuages | 0,12 | 0,07 | | 0,14 | |
| Océan des Tempêtes (régions Centre et Sud-Est) | 0,20 | | | | 0,10 |

3° Les mers lunaires présentent plus fréquemment de la luminescence que les régions continentales. Peut-être ce résultat est-il dû à la faible valeur de l'albedo des mers lunaires.

Des expériences de laboratoire nous ont en effet montré que la luminescence d'une substance diluée dans une autre qui ne l'est pas est d'autant plus facile à mettre en évidence que l'albedo du diluant est plus faible.

4° La luminescence lunaire paraît très variable dans le temps. Pour des régions telles que la Mer de la Fécondité ou le Sinus Medii nous possédons 7 ou 8 observations. Les intensités mesurées varient de 1 8 pour chacune de ces deux plages et à peu près de la même manière en fonction de la longueur d'onde. Il est curieux de noter qu'en février-mars 1956 la luminescence a été trouvée très faible en toutes couleurs. On peut se demander si ce phénomène est lié au froid intense et anormal qui a affecté plus de la moitié de la Terre et si la luminescence de la Lune ne permettrait pas une étude des variations du rayonnement solaire de courte longueur d'onde.

5° *Détermination de quelques bandes de luminescence.* A l'aide des spectres à grande dispersion, on a pu calculer ρ pour de nombreuses longueurs d'onde. Cette quantité a été corrigée pour tenir compte de la variation d'intensité du rayonnement solaire avec la longueur d'onde, ainsi que de la variation de luminance de la plage lunaire étudiée en fonction de la même variable.

La figure 1 donne l'allure des bandes observées.

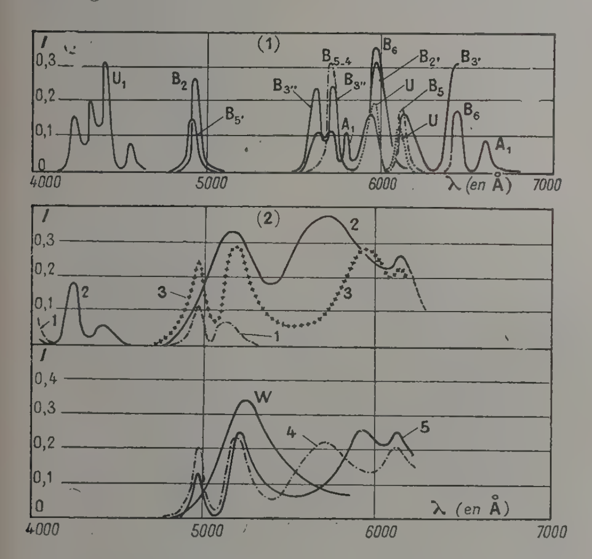



Fig. 1. — Bandes de luminescence observées sur la Lune (A, Arcetri ; B, Bordeaux ; U, Utrecht). Nom des régions lunaires (les chiffres en indices correspondent à diverses régions lunaires) :

(1) : $B_2$ et $B_{2'}$, régions sombres entre les Mers des Nuages et des Humeurs ;
$B_{3'}$ et $B_{3''}$, régions brillantes entre les Mers des Vapeurs et des Nuages ;
$B_4$, Sinus Medii, Mer des Vapeurs ;
$B_5$, région brillante entre les Mers des Vapeurs et de la Sérénité ;
$B_6$, centre de la Mer de la Sérénité ;
$A_1$, Océan des Tempêtes.

(2) et (3) : 1, région voisine du limbe à l'ouest de la Mer des Crises ;
2, centre de la Mer des Crises ;
3, partie ouest de la Mer du Froid ;
4, cirque d'Aristote ;
5, centre du Marais des Nébulosités ;
W, willémite synthétique.

6° *Interprétation des bandes.*

*Premier cas.* — Il y a une luminescence verte.

Les courbes expérimentales d'émission lunaire se rapprochent très sérieusement de celles de minéraux connus tels que les willémites. D'ailleurs, selon M. Servigne, les courbes 2, 3, 4 pourraient être reproduites en laboratoire.

Le maximum dans le jaune pourrait être attribué à un plus grand nombre de substances que celui situé dans le vert : par exemple silicates de cadmium, de béryllium ou phénacites.

Remarquer que la luminance des plages lunaires luminescentes en vert varie peu avec la longueur d'onde (*fig.* 2, courbe 2).

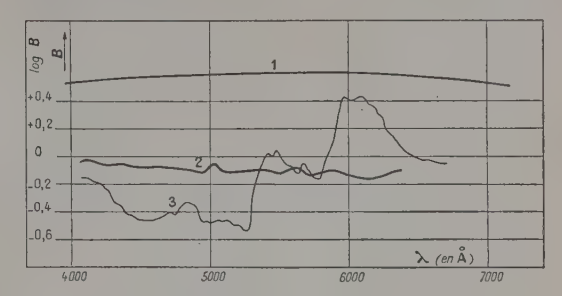



Fig. 2. — 1, corps noir à 6 000 °K ; 2, Lune : courbe moyenne pour les régions luminescentes en vert ; 3, Lune : courbe moyenne pour les régions non luminescentes en vert.

*Deuxième cas.* — Il n'y a pas de luminescence verte. Le phénomène est cependant assez intense dans le jaune et le rouge, faible dans le bleu et le violet. Les bandes sont étroites et difficiles à identifier, sauf si on admet qu'elles sont la résultante d'une bande large découpée par des phénomènes d'absorption. Des expériences de laboratoire ont prouvé que cette interprétation était au moins possible.

La luminance de ces régions varie avec la longueur d'onde d'une façon notable : considérer l'absorption intense dans le vert (*fig.* 2, courbe 3).

V. Discussion. — Nous aurions voulu obtenir des spectres à grande dispersion de densité comprise entre 1 et 2, pour avoir la précision optimum.

Pour diverses raisons indépendantes de notre volonté nous n'avons pu réaliser intégralement notre programme et la précision de nos mesures sur spectres à haute dispersion en a souffert.

Les spectres à moyenne dispersion sont correctement posés, mais la précision souffre de la faible variation du rapport $R$ obtenu dans ces conditions, même si la luminescence est intense.

La précision sur ρ est comprise entre 4 et 15 %, suivant la valeur de la dispersion du spectrographe utilisé, au lieu de 1 % souhaité.

Malgré cet inconvénient, le grand nombre de nos résultats et leur concordance parfaite, comme leur indépendance vis-à-vis des spectrographes et plaques utilisés, ou des observateurs qui ont pris les clichés, donne une certitude appréciable.

Il est donc permis d'annoncer que la luminescence lunaire existe réellement. L'identification de certaines bandes observées avec celles de minéraux connus tels que les willémites montre qu'il ne peut s'agir d'erreurs d'observation ou de mesure.

La luminescence lunaire pourrait avoir des applications pratiques : identification des roches lunaires, étude de l'ultraviolet solaire arrêté par l'atmosphère terrestre, par exemple.

## SÉANCE DU 6 DÉCEMBRE 1956

Le mandat de M. Gay arrivant à expiration, ce dernier se retire et, après délibération, le bureau de la

section Sud-Ouest de la Société française de Physique est composé comme suit pour l'année 1956-1957 :

Secrétaire : M. J. CLASTRE, Chef de Travaux ;

Secrétaire adjoint : M. A. MASSOULIER, Chef de Travaux.

Les Communications suivantes ont été présentées :

## (*) 1. — La diffusion moléculaire de la lumière par les solutions de polyoxyéthylènes-glycols ;

par Mlle M.-T. FOREL, Mme P. LONGIN et M. A. ROUSSET,

Laboratoire de Physique Générale, Faculté des Sciences, Bordeaux.

Les polyoxyéthylènes-glycols (POEG) sont des macromolécules qui résultent de la condensation de l'oxyde d'éthylène $CH_2\text{-}CH_2$ (pont $\diagdown O \diagup$) sur un glycol ; ils correspondent à la formule globale

$$CH_2OH\text{-}(CH_2\text{-}O\text{-}CH_2)_n\text{-}CH_2OH.$$

On sait préparer des POEG de masse moléculaire bien déterminée mais relativement faible. Au contraire, les produits fournis par l'industrie sont constitués par des mélanges de masses moléculaires différentes.

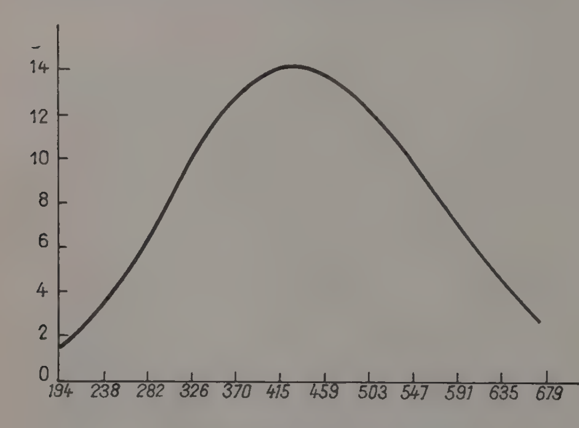



FIG. 1. — En abscisse, poids moléculaire ; en ordonnée, pourcentage en poids.

Voici par exemple (*fig.* 1) la courbe donnant le pourcentage en poids de chaque espèce moléculaire dans l'échantillon POEG 400 Carbowax ([1]).

La masse moléculaire moyenne en nombre $M_N$, définie par

$$M_N = \Sigma c_i : \Sigma\left(\frac{c_i}{M_i}\right) = \Sigma(m_i\, M_i) : \Sigma m_i,$$

$c_i$ étant la concentration en g par cl et $m_i$ la concentration molaire du polymère de masse moléculaire $M_i$, obtenue par dosage chimique des OH terminaux [1] ne diffère pas de plus de 5 % des valeurs moyennes, arrondies à 100, indiquées par le fabricant.

Avec de tels mélanges, on doit prévoir une valeur supérieure pour la masse moléculaire moyenne en poids $M_w$, définie par

$$M_w = \Sigma(c_i\, M_i) : \Sigma c_i = \Sigma(m_i \cdot M_i^2) : \Sigma(m_i\, M_i),$$

et qui est précisément celle que l'on tire des mesures de diffusion moléculaire de la lumière par les solutions étendues.

Rappelons simplement ici que dans le domaine de concentration où l'on admet que la pression osmotique reste une fonction quadratique de la concentration $c$, la théorie conduit à la relation

$$R - R_0 = H \frac{c}{\frac{1}{M} + 2Bc},$$

$R$ et $R_0$ étant les constantes de Lord Rayleigh de la solution de concentration $c$ et du solvant pur, $H$ et $B$ des constantes pour un solvant et un soluté déterminés, et $M$ la masse moléculaire du soluté, de sorte que si l'on porte en abscisse la concentration et en ordonnée $cH/(R - R_0)$, les points expérimentaux doivent se placer sur une même droite dont l'ordonnée à l'origine est égale à l'inverse de la masse moléculaire, la pente étant égale au double du coefficient $B$. Avec un bon solvant, $B$ est grand et positif ; avec un mauvais solvant, $B$ se rapproche de la valeur nulle.

Comme nous disposions d'une gamme très étendue de POEG de masses moléculaires variables entre 200 et 6 000, nous en avons déterminé les masses moléculaires en solution par diffusion Rayleigh dans le double but :

1° de trancher entre les valeurs proposées pour la constante de Lord Rayleigh de liquides étalons (éther, benzène) ;

2° de chercher pour ce type de macromolécules une limite inférieure des masses moléculaires qu'on pouvait mesurer avec précision sur notre appareil.

Les mesures d'intensité ont été faites visuellement sur l'appareil construit par M. Lochet [2] en utilisant la raie verte du mercure. On a utilisé comme solvant l'eau (6 000, 4 000, 1 500), l'alcool méthylique (4 000, 1 500, 1 000, 800, 600) et enfin une solution aqueuse 0,6 M de $(NH_4)_2SO_4$ (4 000). La valeur de $(\mu - \mu_0)/c$ ne diffère sensiblement pas d'un POEG à l'autre, elle diminue de 0,140 pour l'alcool méthylique jusqu'à 0,135 pour l'eau et 0,10 pour la solution de $(NH_4)_2SO_4$ mais cette dernière solution est un « mauvais solvant » pour le POEG 4 000 dont elle peut provoquer la coacervation à froid.

I. A partir de la valeur de G. de Vaucouleurs [3], $4{,}02 \times 10^{-6}$ cm$^{-1}$ ($\lambda = 546$ m$\mu$) pour la constante de Lord Rayleigh de l'éther, nous avons obtenu, par extrapolation jusqu'à $c = 0$ des courbes $cH/(R - R_0) = f(c)$ (*fig.* 2), des valeurs de $M_w$ très inférieures à celles indiquées par le fabricant. Au contraire, la valeur de $6 \times 10^{-6}$, qu'on peut déduire de la valeur $16{,}3 \times 10^{-6}$ mesurée sur le benzène par Carr et Zimm [4] conduit à des valeurs $M'_w$ presque égales ou supérieures à celles données par le fabricant (voir tableau I).

([1]) Nous remercions les firmes Carbide and Carbon Chemicals (New York) et Naphtachimie (Paris) qui nous ont offert gracieusement des échantillons de leurs produits.

En l'absence de renseignements sur la dispersion des poids moléculaires, des coïncidences de $M'_w$ et de $M_N$ ne suffisent pas pour confirmer la valeur de Carr et Zimm, mais la valeur de G. de Vaucouleurs qui conduit à des valeurs $M_w$ systématiquement inférieures à $M_N$ ne peut être retenue.

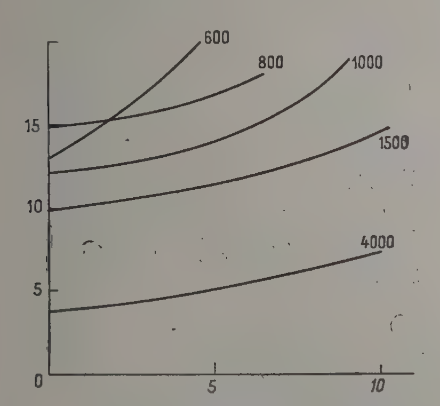



FIG. 2. — POEG solvant $CH_3OH$.
En abscisse, $c.10^2$ ; en ordonnée, $10^4.cH/(R - R_0)$.

TABLEAU I

| POEG | | 6 000 | 4 000 | 1 500 | 1 000 | 800 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Eau | $M_w$ | 5 000 | 2 450 | 1 130 | | |
| | $M'_w$ | 7 500 | 3 675 | 1 695 | | |
| Alcool méthylique | $M_w$ | | 2 275 | 1 020 | 825 | 665 |
| | $M'_w$ | | 4 160 | 1 530 | 1 240 | 997 |
| $(NH_4)_2SO_4$ (0,6 M) | $M_w$ | | 2 325 | | | |
| | $M'_w$ | | 3 490 | | | |

II. Avec les POEG de masse moléculaire inférieure à 800 et qui sont des liquides entièrement miscibles avec l'alcool méthylique, la différence $R - R_0$ varie lentement avec $c$ et sa mesure précise en valeur relative nécessite des solutions de molarités beaucoup plus fortes que celles utilisées avec les POEG de masses moléculaires élevées. La partie rectiligne des courbes $cH/(R - R_0)$ ne peut s'obtenir qu'au voisinage immédiat de $c = 0$, c'est-à-dire pour des valeurs de $c$ où la mesure de $R - R_0$ n'est plus précise.

D'autre part, le coefficient angulaire à l'origine est très élevé à cause de la grande affinité solvant-soluté. Ainsi les résultats obtenus sur des solutions de POEG 600 dans l'alcool méthylique, reportés sur la figure 2, n'ont pu être retenus. L'un de nous avait déjà indiqué que l'emploi de solutions de saccharose dans l'eau ne permettait pas de remonter à une valeur précise de la constante de Lord Rayleigh d'un liquide étalon [5].

III. A partir de mesures sur des échantillons industriels de POEG de la firme allemande « Anorgana Gendorf », MM. P. Rempp et H. Benoît sont arrivés aux mêmes conclusions en ce qui concerne la constante de G. de Vaucouleurs. Leurs mesures sur des POEG mono-dispersés de faible masse moléculaire confirment la valeur de Carr et Zimm. Ces résultats qui doivent paraître incessamment au *Journal of Polymer Science* nous ont été aimablement communiqués par leurs auteurs.

[1] SEZERAT (A.), *Annales Pharmaceutiques Françaises*, 1955, **13**, 516.
[2] LOCHET (R.), *Ann. Physique*, 1953, **8**, 14.
[3] VAUCOULEURS (G. DE), *Ann. Physique*, 1951, **6**, 213.
[4] CARR (C. I.) et ZIMM (B. H.), *J. Chem. Physics*, 1950, **18**, 1616.
[5] ROUSSET (A.) et LOCHET (R.), *J. Polym. Sc.*, 1953, **10**, 319.

## (*) 2. — Influence de la température sur le courant final qui parcourt un liquide isolant, soumis à une différence de potentiel continue, et sur la répartition des potentiels en ces conditions ;

par MM. R. GUIZONNIER et G. MONSONEGO.

Quand on applique une différence de potentiel continue entre deux électrodes métalliques plongeant dans un liquide isolant, le courant diminue progressivement, jusqu'à ce qu'il ait atteint une valeur finale $i_F$. L'étude de l'influence de la température, sur les valeurs initiales $i_0$ dans le cas d'électrodes métalliques ordinaires [1], sur les valeurs initiales et les valeurs finales dans le cas d'électrodes vernies [2] a montré que l'on pouvait écrire en ces conditions, seulement en ce qui concerne les liquides à hétérocharges [3],

$$i = A \exp(-W/kT), \qquad (1)$$

$T$ étant la température absolue, $k$ la constante de Boltzmann, $A$ une constante dépendant du liquide utilisé et $W$ atteignant, dans le cas des valeurs initiales, avec électrodes ordinaires 0,41 eV, dans le cas des valeurs initiales et finales, avec électrodes recouvertes de vernis 0,45 eV.

Il restait à poursuivre, dans le cas d'électrodes métalliques ordinaires, l'étude de l'influence de la température sur les valeurs finales $i_F$ ; tel est l'objet du présent mémoire.

Les expériences ont été réalisées, entre 15 et 70°, avec de l'huile pour transformateurs T. 40, du tétrachlorure de carbone, de l'huile de paraffine. Le liquide, en vase clos, maintenu constamment à une même température absolue $T$, était soumis à une différence de potentiel continue, pendant un temps suffisant pouvant

(1) GUIZONNIER (R.), Étude en courant continu de la conductibilité du tétrachlorure de carbone, du benzène, du sulfure de carbone, d'isolants solides fondus et de la répartition des potentiels en ces liquides (*Rev. Gén. Élec.*, 1956, **65**, 359 à 367).

(2) GUIZONNIER (R.), Conductibilité, en courant continu, d'isolants liquides, dans le cas d'électrodes recouvertes d'une faible couche d'isolant solide (à paraître dans le *Journal de Physique appliquée*).

(3) Les liquides à hétérocharges sont ceux en lesquels, sous l'influence d'une différence de potentiel continue, il se forme, auprès de chaque électrode, des charges de signe contraire à celui de cette électrode. Dans le cas des liquides à homocharges, sous l'influence de la différence de potentiel, il se forme progressivement dans le liquide à partir de l'électrode qui n'est pas au sol, des charges du signe de cette électrode.

atteindre une trentaine d'heures, afin, qu'en chaque cas, la valeur finale du courant soit atteinte.

*Liquides à hétérocharges.* — Les droites 1 et 2 de la figure 1 concernent respectivement l'huile T. 40 et le

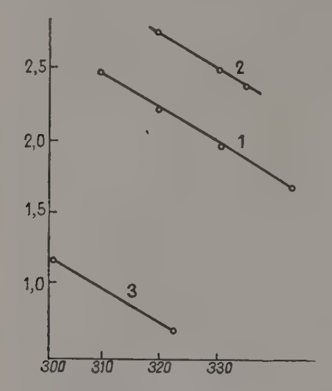



FIG. 1. — Droite 1, huile T. 40 ; droite 2, tétrachlorure de carbone ; droite 3, huile de paraffine. En abscisse, $10^5/T$ ; en ordonnée, $\log (i_F \times 10^{11})$.

tétrachlorure de carbone ; on retrouve la loi de forme (1) ; de la pente des droites, on déduit encore $W = 0{,}45$ eV.

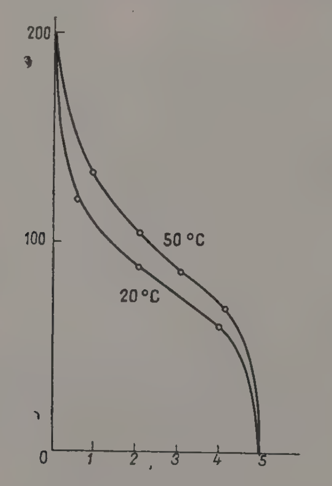



FIG. 2. — Huile T. 40.
En abscisse, $d$ (en mm) ; en ordonnée, $V$ (en V).

La figure 2 montre la répartition des potentiels, dans le cas de l'huile T.40, à 20 °C et à 50 °C ; quand la température s'élève, les charges spatiales sont moins denses auprès des électrodes : on tend vers la loi d'Ohm. Dans le cas du tétrachlorure de carbone, quand la température est de l'ordre de 50°, pendant le temps très long nécessaire pour atteindre $i_F$ et mesurer les potentiels en divers points, le tétrachlorure attaque le plexiglas qui soutient la prise de potentiel, et le déforme de telle façon qu'il n'est pas possible d'effectuer des mesures.

*Liquide en lequel, à température ordinaire, se produisent des homocharges.* — L'huile de paraffine conduit à une courbe $i_F = f(T)$ qui, comme la courbe $i_0 = g(T)$ pour le même liquide, a un minimum vers 30 à 40 °C. Si l'on utilise les données concernant les portions de courbe au delà du minimum, on obtient la droite 3 de la figure 1, tracée seulement avec deux points (correspondant respectivement à 37 et 70 °C), car la portion de courbe ainsi utilisée est restreinte. On retrouve donc alors la loi (1) concernant les hétérocharges, avec la même valeur $W$. Effectivement, comme

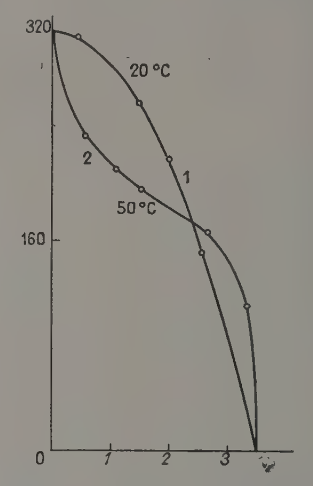



FIG. 3. — Huile de paraffine.
En abscisse, $d$ (en mm) ; en ordonnée, $V$ (en V).

l'indique la courbe 2 de la figure 3, à une température supérieure à celle qui convient au minimum de $i_F$, la répartition des potentiels, dans l'huile de paraffine, s'effectue bien comme dans les liquides à hétérocharges, tandis qu'à température ordinaire (courbe 1 de la même figure), cette huile, comme cela a déjà été indiqué ([4]), fournit des homocharges.

*Conclusion.* — Si les liquides isolants sont dans des conditions telles qu'ils sont liquides à hétérocharges, la formule $i = A \exp (-W/kT)$, où $A$ dépend du liquide utilisé et $W$ a une valeur voisine de 0,45 eV ([5]), leur est applicable quelle que soit la nature des électrodes, qu'il s'agisse du courant initial ou du courant

([4]) GUIZONNIER (R.), Étude des charges spatiales dans les huiles isolantes soumises à une différence de potentiel continue (*Rev. Gén. Élec.*, 1954, **63**, 489).

([5]) Nous pensons que 0,41 eV, valeur obtenue à partir des valeurs initiales du courant comme nous l'avons rappelé au début de ce mémoire, est une valeur trop faible et que la valeur exacte de $W$ est plus proche de 0,45 eV. En effet, 0,41 eV est une valeur moyenne calculée à partir de valeurs initiales du courant, parmi lesquelles se trouvent des résultats d'expériences effectuées sur des solides fondus, donc à température relativement élevée. Or, à mesure qu'on opère à des températures de plus en plus élevées, la décroissance du courant à partir de sa valeur initiale se fait en général de plus en plus rapidement ; aussi la valeur mesurée, en ces conditions, retenue comme valeur initiale, est certainement trop faible, d'où il résulte une valeur légèrement insuffisante pour $W$.

final. Les particules qui transportent le courant sont donc celles qui sont capables de franchir une barrière de potentiel de 0,45 eV. Ce nombre, convenant à tous les isolants liquides, doit correspondre à un élément commun de conductibilité contenu dans ces isolants. Comme l'humidité a une grande influence sur la conductibilité, on peut penser à des particules d'eau.

### 3. — Influence de la température sur la répartition des potentiels, dans les liquides isolants, soumis à une différence de potentiel constante ;

par M. R. Guizonnier.

Cette Communication sera publiée ultérieurement.

---

## SECTION MÉDITERRANÉE
(*Marseille*)

---

## SÉANCE DU 9 JUIN 1956

### Méthodes optiques de résonance magnétique ;

par M. A. Kastler.

## SÉANCE DU 29 JUIN 1956

### 1. — Déterminations photoélectriques des énergies d'activation dans une photopile au sélénium ;

par M. G. Blet.

Sommaire. — *La mesure photoélectrique des énergies d'activation d'un semi-conducteur peut se faire de plusieurs manières dont nous avons retenu deux, à savoir :*
*a) étude de la courbe de sensibilité spectrale ;*
*b) méthode de Lange-Richardson.*

I. Théories. — A. On suppose que la courbe de sensibilité spectrale a une décroissance exponentielle du côté des grandes longueurs d'onde, ce qui est très sensiblement exact. A partir de cette loi, il est possible de calculer la répartition des électrons aux différents niveaux inférieurs au fond de la bande de conduction. De là on peut déduire le nombre d'électrons libres excités thermiquement à partir de ces niveaux jusqu'au fond de la bande de conduction.

L'expression obtenue est de la forme

$$n \text{ (total)} = A \exp(-E_0/2kT).$$

Cette forme représente ce qui se passe dans un milieu où existe un seul niveau défini $E_0$ au-dessous du fond de la bande de conduction. Nous avons affaire dans le cas présent à une infinité de niveaux constituant une bande. Nous définissons donc le niveau de seuil par la valeur $E_0$ obtenue dans l'équation ci-dessus. Or, d'après les hypothèses faites, $E_0$ est l'énergie correspondant à la longueur d'onde pour laquelle la sensibilité spectrale de la photopile est tombée à la moitié de sa valeur maximum. Nous avons là une méthode très simple de déterminer l'énergie d'activation du photorécepteur.

B. Richardson a indiqué en 1912 que le courant photoélectrique fourni par une surface photoémissive recevant le rayonnement total du corps noir est relié à la température de celui-ci par la relation

$$I = BT^2 \exp(-h\nu_0/kT),$$

où $\nu_0$ représente la fréquence du seuil photoélectrique. En 1938, Lange a eu l'idée d'appliquer cette relation à l'émission photoélectrique interne d'un semi-conducteur.

Remarquons que cette relation se traduit graphiquement par une ligne droite si l'on porte en abscisse $1/T$ et en ordonnée Log $(I/T^2)$. La pente de cette droite permet de calculer $\nu_0$. Nous avons adapté cette formule pour un usage simple à la règle à calcul par la transformation suivante :

$$\text{Log}\,\frac{I}{T^2} = \text{Log}\,B - \frac{h\nu_0}{kT}$$

devient

$$2 \times 2{,}302 \log \frac{\sqrt{I}}{T} = \text{Log}\,B - \frac{h\,\nu_0}{k.10^4}\,\frac{10^4}{T}.$$

Soit $p$ la pente dans un diagramme en log $(\sqrt{I}/T)$ et $10^4/T$. On en déduit, à partir des valeurs classiques de $h$ et $k$,

$$\lambda_0 = -\frac{0{,}312}{p} \qquad (\text{en } \mu)$$

ou

$$E_0 = -4p \text{ (en eV)}, \qquad \text{à moins de 1 \% près.}$$

C. D'autres relations théoriques permettent de relier l'énergie d'activation à d'autres grandeurs caractéristiques comme l'indice de réfraction ou la constante diélectrique.

Les niveaux d'énergie d'un électron au sein d'un semi-conducteur de constante diélectrique $\varepsilon$ sont diminués par $\varepsilon^2$ relativement aux niveaux du même électron dans un atome isolé. On en déduit que l'énergie nécessaire pour exciter un électron sera réduite dans la même proportion, donc le produit $E_0\,\varepsilon^2$ doit être approximativement constant.

De plus, on sait que la constante diélectrique est égale au carré de l'indice de réfraction pour les grandes longueurs d'onde, d'où

$$E_0\, n^4 = K.$$

On en déduit

$$\frac{dE}{dT} = -\frac{2E}{\varepsilon}\,\frac{d\varepsilon}{dT}.$$

II. Résultats expérimentaux. — A. Le tracé des courbes de sensibilité spectrale se fait aisément en plongeant la photopile dans un cryostat à azote liquide permettant de descendre jusqu'au point triple de l'azote soit 67 °K. Il faut évidemment stabiliser la température à 1 ou 2° près (sauf à 273, 80 et 67 °K

où l'on a des points fixes). Nous avons opéré à 273, 225, 175, 125, 80 et 67 °K.

De plus il importe de prendre certaines précautions en ce qui concerne la photopile ; celle-ci doit être réactivée et stabilisée, c'est-à-dire que, une fois refroidie à la température désirée, elle doit être éclairée par une radiation de longueur d'onde voisine de 0,75 μ jusqu'à ce que sa sensibilité ne varie plus. A ce moment il est possible de déterminer avec soin la courbe de sensibilité spectrale (*fig.* 1).

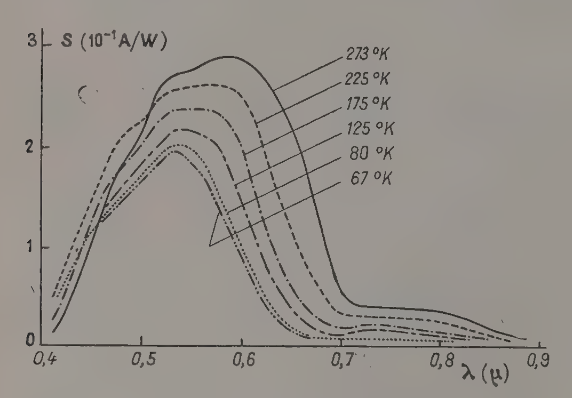



Fig. 1. — Cellule réactivée ; sensibilité spectrale.

Les valeurs de $\lambda_0$ et $E_0$ ainsi déterminées pour les deux maxima sont rassemblées dans le tableau I.

Tableau I

| $T$ (°K) | 273 | 225 | 175 | 125 | 80 | 67 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $\lambda_0$ | 0,670 | 0,653 | 0,633 | 0,614 | 0,605 | 0,605 |
| $E_0$ | 1,85 | 1,90 | 1,96 | 2,02 | 2,05 | 2,06 |
| $\lambda_0$ | 0,838 | 0,805 | 0,775 | | | |
| $E_0$ | 1,48 | 1,54 | 1,58 | | | |

Pour les températures basses les déterminations du second maximum sont trop incertaines pour que l'on puisse en tirer des valeurs numériques.

B. La méthode de Lange-Richardson ne nécessite pas de monochromateur mais, pour utiliser la totalité du rayonnement émis par le corps noir, il faut employer une optique à miroirs. Le corps noir est un filament de tungstène pour lequel on effectue la mesure de la température au pyromètre et on corrige ensuite la valeur lue pour avoir la température de couleur.

Les points expérimentaux se situent sur une courbe décomposable en deux segments de droite correspondant aux deux maxima de sensibilité. Ces tronçons se coupent dans la région $T_c = 1\ 790$ °K (*fig.* 2).

En effet, pour les températures peu élevées du corps noir, celui-ci n'émet pratiquement que du rouge, nous aurons donc les tronçons de droite relatifs au maximum voisin de 0,75 μ. Aux températures élevées, la participation du maximum vers 0,57 μ devient prépondérante. La zone de transition doit se situer approximativement pour une température telle que les énergies rayonnées à 0,57 μ et 0,75 μ soient dans le rapport inverse des sensibilités de la cellule pour ces deux longueurs d'onde. Ce rapport est voisin de 7,5. L'application de la formule de Wien (valable dans ce domaine) donne $T_c = 1\ 760$ °K. L'accord est donc très satisfaisant.

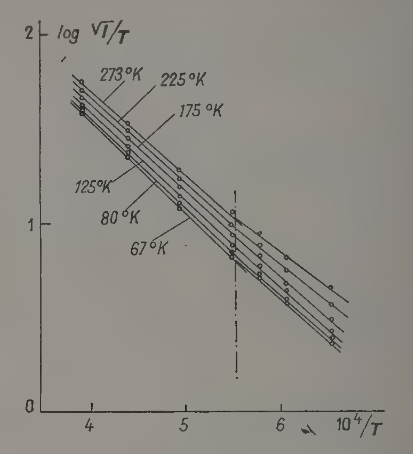



Fig. 2. — Lignes photoélectriques de Lange-Richardson.

Les résultats pour $\lambda_0$ et $E_0$ sont groupés dans le tableau II.

Tableau II

| $T$ (°K) | 273 | 225 | 175 | 125 | 80 | 67 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $\lambda_0$ | 0,674 | 0,669 | 0,645 | 0,632 | 0,622 | 0,622 |
| $E_0$ | 1,84 | 1,88 | 1,92 | 1,96 | 1,99 | 1,99 |
| $\lambda_0$ | 0,832 | 0,810 | 0,794 | 0,780 | 0,760 | 0,760 |
| $E_0$ | 1,49 | 1,53 | 1,56 | 1,59 | 1,63 | 1,63 |

C. Des deux tableaux précédents on peut déduire les dérivées $dE_0/dT$.

Les variations de $E_0$ avec $T$ sont très sensiblement

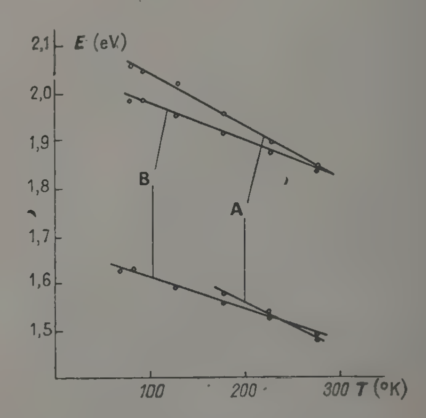



Fig. 3. — Variation de l'énergie d'activation avec la température : A, courbes de sensibilité ; B, Lange-Richardson.

linéaires (*fig.* 3) et donnent comme valeur pour chaque maximum

| $dE_0/dT$ (eV/°C) | Méthode A | Méthode B |
| --- | --- | --- |
| Max. à 0,57 μ | $-10{,}3.10^{-4}$ | $-7{,}91.0^{-4}$ |
| Max. à 0,75 μ | $-10{,}0.10^{-4}$ | $-6{,}81.0^{-4}$ |

Les valeurs de $E_0$ trouvées à 273 °K donnent pour la constante $K$ les valeurs suivantes, en prenant pour indice dans l'infrarouge $n = 2{,}46$,

$$K = E_0\, n^4 = 68 \text{ et } 55$$

pour chaque maximum respectivement.

III. Conclusions. — Les résultats ci-dessus prouvent que les deux méthodes mettent en évidence les deux maxima de sensibilité et donnent des valeurs très comparables pour les énergies d'activation à diverses températures.

Les constantes $K = 68$ et 55 sont d'un ordre de grandeur compatible avec les valeurs rassemblées par Moss pour 18 semi-conducteurs.

Les valeurs élevées de $dE_0/dT$, valeurs cohérentes vu la délicatesse des mesures, sont à rapprocher de la valeur $-8{,}8.10^{-4}$ trouvée par Monch pour le sélénium amorphe alors que l'on admet la valeur de $-5.10^{-4}$ pour le sélénium métallique.

Elles sont également à rapprocher de la valeur $-13.10^{-4}$ que l'on peut déduire de la variation de la constante diélectrique avec la température d'après Tamman.

Blet (G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 95.
Lange (B.), Photoelements, New-York, 1938.
Monch (G.), *Phys. Zeits.*, 1939, **40**, 487.
Moss (T. S.), Photoconductivity in the elements, Butterworths sci. Publ., London, 1952.
Richardson (O. W.), *Phil. Mag.*, 1912, **23**, 615 ; 1913, **24**, 570.
Tamman (G.), *Zeits. anorg. Chem.*, 1931, **197**, 1.

## 2. — Rôle des molécules d'acides gras dans la formation des germes de condensation ;

par M. A. Brin et Mme A. Brin,
Laboratoire de Physique Industrielle,
Faculté des Sciences de Marseille.

Sur des corps non mouillables comme la paraffine, la condensation de la vapeur d'eau ne se fait qu'en un très petit nombre de points qui constituent des germes de condensation (*fig.* 1). Au moyen d'un dispositif déjà

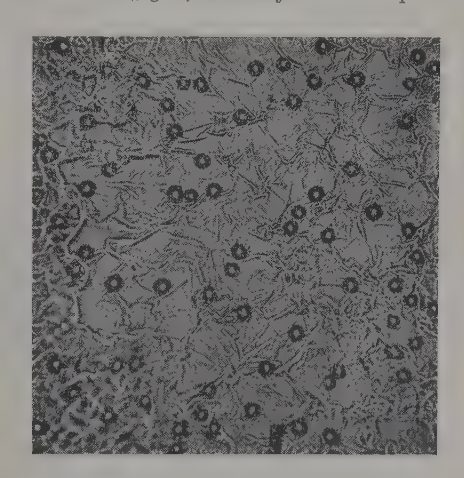


Fig. 1. — Paraffine solide.

décrit par l'un de nous [1], [2], nous avons étudié le rôle des molécules d'acides gras dans la formation des germes de condensation.

Tableau I

| Acide stéarique, paraffine $\theta_1 = 24{,}7°$ $\Delta\theta = 3{,}7°$ | | | | | | | | | | | | | | Moyenne |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| Acide stéarique pur | 21 | 93 | 16 | 10,6 | | | | | | | | | | 13,7 1 000/mm² |
| Mél. ac. stéarique-paraffine solide 1/10 ac. stéarique. | 14 | 3,44 | 6 | 8,8 | 14 | 9,5 | 3,4 | 5,2 | 10,9 | 8,7 | | | | 8,4 630/mm² |
| Mél. ac. stéarique-paraffine solide 1/100 ac. | 13,9 | 5 | 10,2 | 7,1 | 11,1 | 1,3 | 13,2 | 5,5 | 6,4 | 6,9 | 13,6 | 8,8 | 12,5 | 8,6 645/mm² |
| Mél. ac. stéarique-paraffine solide 1/1 000 ac. | 16,4 | 5,4 | 5,3 | 4 | 8,9 | 3,1 | 5,7 | 7,6 | 4,8 | 4 | | | | 5,1 380/mm² |

Le corps étudié est placé en couche mince sur un couvre-objet de microscope qui est fixé au plafond de la chambre de condensation (*fig.* 2). Un courant d'eau maintient le corps à une température $\theta_2$. La chambre de condensation est constituée par un becher rempli d'eau maintenue à la température $\theta_1$ jusqu'à 1 cm du bord. La surface est observée au moyen d'un microscope à travers le corps, le couvre-objet et le courant d'eau supérieur, l'objectif du microscope étant immergé dans l'eau. Dans les expériences réalisées, $\theta_1$ est égal à 25 °C et la différence $\theta_1 - \theta_2$ à 3,7 °C. Dans ces conditions, sur la paraffine solide la densité de germes de condensation est de 300 par mm².

Si l'on considère des corps solides (paraffine à point de fusion relativement élevé, acide stéarique), la présence dans un corps neutre (paraffine) de molécules d'acide stéarique augmente le nombre de points de condensation (tableau I), mais cette augmentation est relativement faible (*fig.* 3 et 4). Cependant sur l'acide stéarique, les gouttelettes d'eau déposées n'ont plus une forme régulière et ont tendance à s'étaler. Cette faible augmentation du nombre de germes de conden-

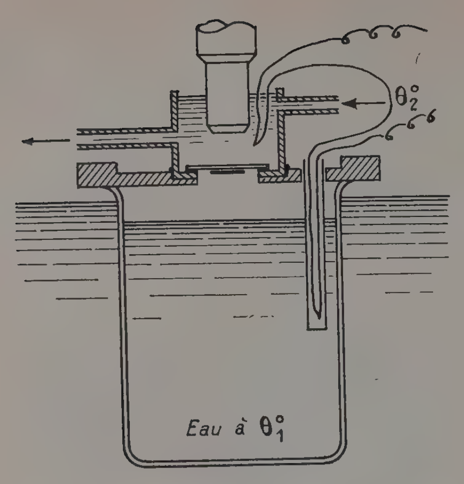



Fig. 2.

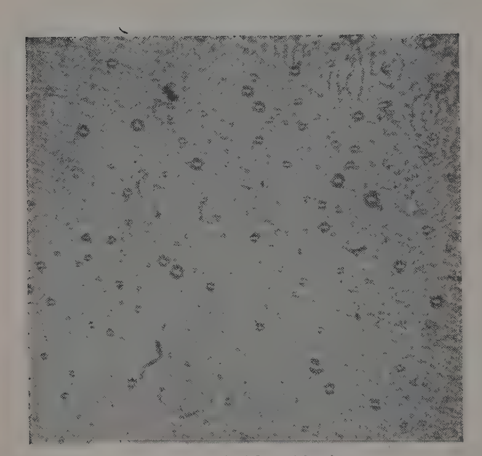


Fig. 3. — Acide stéarique.

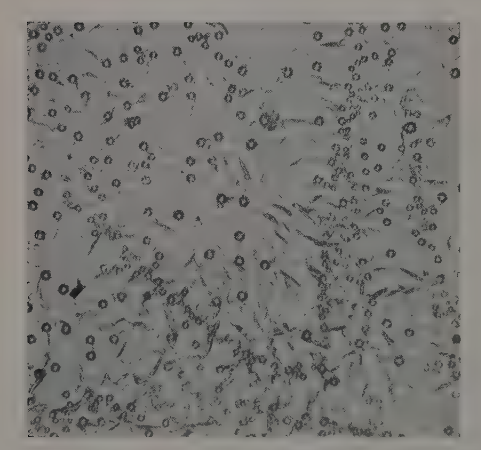


Fig. 4. — Mélange non homogène de paraffine solide et d'acide stéarique.

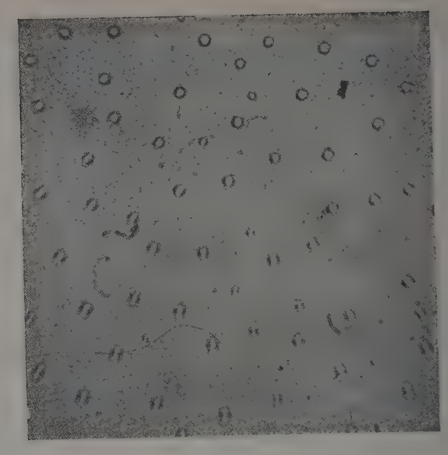


Fig. 5. — Huile de paraffine.

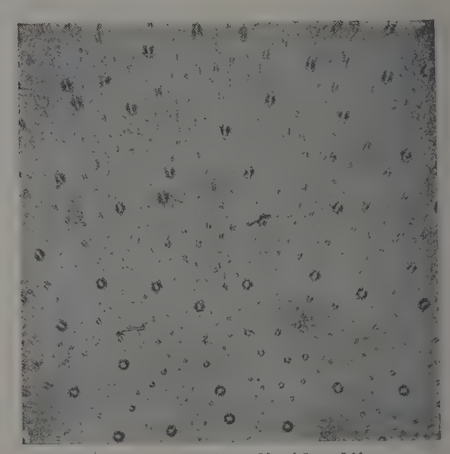


Fig. 6. — Solution d'acide oléique dans l'huile de paraffine, $c = 5{,}2.10^{-4}$.



Fig. 7. — Solution d'acide oléique dans l'huile de paraffine, $c = 2.10^{-3}$.

sation s'explique par la structure du solide où les molécules sont placées dans des positions fixes. De plus, à la surface de l'acide stéarique les molécules d'acides gras tournent dans leur ensemble leurs groupements hydrophobes vers l'extérieur.

Si, au contraire, on reprend ces expériences avec de l'huile de paraffine très purifiée (Parlax) et de l'acide oléique, on constate (*fig.* 5, 6, 7, tableau II) qu'une très faible proportion d'acide oléique augmente de façon considérable le nombre de points de condensation. Sur l'acide oléique [3], les gouttelettes déposées sont jointives ; en tout point de la surface nous avons un germe de condensation. Dans ce cas en effet les molécules sont mobiles et, à chaque instant, une forte proportion des molécules d'acides tournent leur groupement - COOH vers l'extérieur.

TABLEAU II

Solutions d'huile de paraffine (Parlax) et d'acide oléique $\theta_1 = 24{,}7^\circ$ $\Delta\theta = 3{,}7^\circ$

| | | | | | | | | | | | | | Moyenne |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Parlax pur..... | 1,3 | 4,4 | 1,8 | 2,2 | 1,6 | 2,7 | 2 | 2,6 | 1,7 | 1,1 | | | 2,1<br>155/mm² |
| Solution : $c = 4{,}3.10^{-5}$ | 2,5 | 2,1 | 2,7 | 1,6 | 2,2 | 1,8 | 2,4 | 3 | 1,6 | | | | 2,2<br>165/mm² |
| Solution : $c = 7{,}2.10^{-5}$ | 3,3 | 4,2 | 2,6 | 1,2 | 3,2 | 2,6 | 2,3 | 2,9 | 3,5 | | | | 2,9<br>215/mm² |
| Solution : $c = 2{,}3.10^{-4}$ | 2,4 | 2,6 | 2,5 | 16 | 3,5 | 3,8 | 18,1 | 5,6 | | | | | 6,7<br>495/mm² |
| Solution : $c = 5{,}2.10^{-4}$ | 16,6 | 7,5 | 10,9 | 13,3 | 27,5 | 20 | 11,7 | 18,5 | 7,1 | 6,2 | 19 | 12,6 | 15<br>1 125/mm² |

[1] BRIN (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 1022.
[2] BRIN (A.), *J. Rech. C. N. R. S.* (à paraître).
[3] BRIN (A.) et MERIGOUX (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 1808.

### 3. — Étude dynamique d'un portique en équilibre sur un sol élastique [1] ;

par M. Y. JULLIEN.

Cette étude fait suite à un problème traité précédemment dans le *Journal de Physique* de décembre 1955 : Effet d'une masse additionnelle sur une poutre reposant sur une fondation élastique, avec conditions aux limites quelconques (poutre libre, sur appuis, demi-encastrée, encastrée).

A partir de ces résultats, nous pouvons résoudre le problème d'une poutre chargée en son milieu, reposant sur fondation élastique et munie à ses extrémités de deux béquilles reposant également dans le sol. La présente Note rend compte de la recherche des fréquences propres et de la confrontation de ces résultats avec les expériences réalisées sur maquette. Il s'agit donc d'un portique en équilibre dans un sol élastique. Nous supposerons la charge concentrée appliquée au milieu de la poutre, le sol parfaitement élastique, défini par son coefficient de réaction $k = p/\rho$, où $p$ est la pression et $\rho$ le déplacement vertical, enfin les efforts horizontaux autres que la réaction du sol élastique et le moment fléchissant aux extrémités négligeables sur les béquilles. La figure 1 met en évidence les hypothèses et les notations utilisées dans le calcul. Les indices p et b sont respectivement afférents à la poutre supérieure et aux béquilles. C'est donc l'étude d'une poutre reposant sur une fondation élastique, soumise à ses extrémités à deux moments fléchissants $\mathfrak{M}$ égaux et chargée en son milieu par une masse concentrée $M$. La béquille n'est soumise à $\mathfrak{M}$ qu'à une seule de ses extrémités et ne supporte pas d'autres charges extérieures que la réaction du sol. On a donc affaire à un problème de deux poutres couplées par la condition aux limites : l'angle droit reste droit pendant la déformation.

[1] Travail exécuté au Centre de Recherches Scientifiques, Industrielles et Maritimes, 66, rue Saint-Sébastien, Marseille (VI<sup>e</sup>).

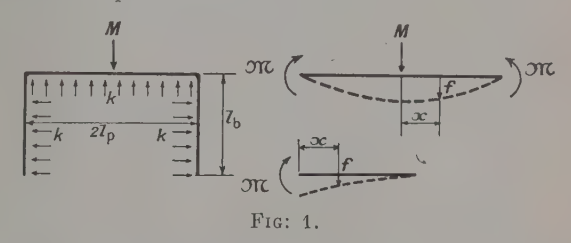



FIG. 1.

L'équation du mouvement de la poutre supérieure est une équation différentielle linéaire du quatrième ordre contenant un terme à coefficients périodiques

$$f_\xi^{IV} + \left[-\alpha^2 + \sum_{-\infty}^{+\infty}\left(\sigma_0 + \sigma_2 \cos r\pi - \sigma_1 \cos\frac{r\pi}{2}\right) e^{ir\xi}\right] t = 0. \quad (1)$$

L'identification dans l'équation (1) de la solution choisie périodique

$$f = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} a_s e^{is\xi}, \quad (2)$$

nous donne

$$a_s = \sum_{n=0,2,1} (-1)^{n-1} \sigma_n \frac{\cos\frac{ns\pi}{2}}{s^4 - \alpha^2} A_n + B \frac{\sin\frac{s\pi}{2}}{s^4 - \alpha^2}, \quad (3)$$

où les $A_n$ sont définies par

$$A_{n=0,2,1} = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} a_s \cos\frac{sn\pi}{2}$$

et reliées par les conditions identiques

$$A_{p=0,2,1} = \sum_{s=-\infty, n=0,2,1}^{+\infty} (-1)^{n-1} \frac{A_n \cos\frac{ns\pi}{2}}{s^4 - \alpha^2} \cos\frac{ps\pi}{2}, \quad (4)$$

avec

$$\sigma_n = \frac{-\omega^2(2l_p)^4}{4(E_p\, I_p)\, l_p\, \pi^4} M, \qquad \sigma = \sigma_0,$$

$$-\alpha^2 = \left(\frac{2l_p}{\pi}\right)^4 \frac{k - \omega^2 \mu}{E_p\, I_p}, \qquad \xi = \frac{\pi x}{2l_p}$$

et $B = 0$ par suite de la condition aux limites $f'_0 = 0$ (origine des abscisses choisie au milieu de la poutre par raison de symétrie).

Les deux conditions aux limites

$$f''\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{\mathcal{M}}{E_p\, I_p} \frac{4l_p^2}{\pi^2} \quad \text{et} \quad f'''_{\pi/2} = 0 \qquad (5)$$

liées aux équations (4), nous permettent de tirer un paramètre ($\sigma_n$, $A_n$, $\mathcal{M}$) en fonction des deux autres ($\sigma$, $\mathcal{M}$) ; $\sigma_2$ et $\sigma_1$ ne nous intéressent pas car elles correspondent à des charges fictives (cf. *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 107 S) ; par suite, $a_s$, $f(x)$, $f'(\pi/2)$ peuvent être donnés en fonction de $\mathcal{M}$ et de $\sigma$. C'est ainsi qu'on trouve

$$f'_p\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{\mathcal{M}}{E_p\, I_p} \frac{2l_p}{\pi\sqrt{\alpha}} \frac{1}{\cos\frac{\sqrt{\alpha}\pi}{2} \operatorname{sh}\frac{\sqrt{\alpha}\pi}{2} + \operatorname{ch}\frac{\sqrt{\alpha}\pi}{2} \sin\frac{\sqrt{\alpha}\pi}{2}} \times$$

$$\left\{ \frac{\left(\operatorname{sh}\frac{\sqrt{\alpha}\pi}{2} - \sin\frac{\sqrt{\alpha}\pi}{2}\right)^2}{\left(\operatorname{ch}\frac{\sqrt{\alpha}\pi}{2}\sin\frac{\sqrt{\alpha}\pi}{2} + \operatorname{sh}\frac{\sqrt{\alpha}\pi}{2}\cos\frac{\sqrt{\alpha}\pi}{2}\right)\frac{\alpha\sqrt{\alpha}}{\pi\sigma} - \left(\operatorname{ch}\frac{\sqrt{\alpha}\pi}{2}\cos\frac{\sqrt{\alpha}\pi}{2} + 1\right)} - 2\operatorname{sh}\frac{\sqrt{\alpha}\pi}{2}\sin\frac{\sqrt{\alpha}\pi}{2} \right\}. \qquad (6)$$

Pour le cas de la béquille qui n'est pas chargée, l'équation différentielle ne comporte pas de termes périodiques, le déterminant aux valeurs propres est le déterminant classique donné par les conditions aux limites : $f''(l_b) = 0$, $f''(0) = \mathcal{M}/EI$, $f'''(0) = 0$ et $f'''(l_b) = 0$. C'est ainsi que le calcul nous donne

$$f'_b(0) = \frac{2\mathcal{M}\, l_b}{E_b\, I_b\, \pi\sqrt{\beta}} \frac{\operatorname{ch}\frac{\sqrt{\beta}\pi}{2}\sin\frac{\sqrt{\beta}\pi}{2} + \operatorname{sh}\frac{\sqrt{\beta}\pi}{2}\cos\frac{\sqrt{\beta}\pi}{2}}{1 - \operatorname{ch}\frac{\sqrt{\beta}\pi}{2}\cos\frac{\sqrt{\beta}\pi}{2}}$$

avec

$$-\beta^2 = \left(\frac{2l_b}{\pi}\right)^4 \frac{k - \omega^2\mu}{E_b\, I_b}. \qquad (7)$$

L'équation aux valeurs propres sera donnée en écrivant l'égalité des pentes de la poutre et des béquilles au point de raccordement (l'angle droit reste droit au cours de la déformation) :

$$\left\{ 2\operatorname{sh} p \sin p + \frac{(\sin p - \operatorname{sh} p)^2}{\operatorname{ch} p \cos p + 1 + \frac{mp^3}{M\left(p^4 + \frac{kl_p^4}{E_p\, I_p}\right)}(\operatorname{ch} p \sin p + \operatorname{sh} p \cos p)} \right\} \frac{1}{\operatorname{sh} p \cos p + \sin p \operatorname{ch} p}$$

$$= \frac{(E_p\, I_p)^{3/4}}{(E_b\, I_b)^{3/4}} \frac{\operatorname{ch} q \sin q + \operatorname{sh} q \cos q}{1 - \operatorname{ch} q \cos q}, \qquad (8)$$

$$q = p\, \frac{l_b}{l_p} \sqrt[4]{\frac{E_p\, I_p}{E_b\, I_b}}, \qquad p = \frac{\sqrt{\alpha}\,\pi}{2}, \qquad q = \frac{\sqrt{\beta}\pi}{2}, \qquad N = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{\mu} + \frac{E_p\, I_p}{\mu\, l_p^4} p^4},$$

$$m = 2\,\mu\, l_p = \text{masse totale de la poutre.}$$

*Cas particulier.* — Si la béquille disparaît (soit que $l_b$ tende vers zéro, soit que $E_b\, I_b$ tende vers zéro, c'est-à-dire que $q$ tende vers zéro), le second membre de l'équation (8) croît indéfiniment et on retrouve l'équation aux valeurs propres de la poutre libre (9) :

$$\frac{-mp^3}{M\left(p^4 + \frac{kl_p^4}{E_p\, I_p}\right)} = \frac{\operatorname{ch} p \cos p + 1}{\operatorname{ch} p \sin p + \operatorname{sh} p \cos p}; \qquad (9)$$

si en outre $M$ tend vers zéro l'équation revient à

$$\operatorname{ch} p \sin p + \operatorname{sh} p \cos p = 0.$$

La résolution de l'équation (8) se fait graphiquement. Les valeurs propres sont données par l'abscisse des points d'intersection des deux séries de courbes $H(p)$ et $G(q)$. Nous avons tracé sur la figure 2 ces fonctions pour $q = 2p$, $q = p$, $q = 0{,}5p$ ; en interpolant pour $q = 0{,}75p$ et $0{,}25p$ nous nous trouvons alors dans les conditions expérimentales où les béquilles avaient successivement pour longueur 20, 15, 10, 5 cm et la poutre 40 cm.

De l'examen de ces courbes, il résulte qu'à chaque fréquence propre de la poutre seule correspondent deux fréquences propres après couplage avec les béquilles : en effet, pour la poutre, les valeurs propres étaient données par l'abscisse des points d'intersection

de courbes semblables à $G(q)$ et une courbe représentant la charge concentrée contenue entièrement dans le demi-plan supérieur ; ici $H(p)$ donne des solutions également dans le demi-plan inférieur dans l'intervalle d'abscisses considéré. Comme dans le cas de la poutre, les fréquences propres se déplacent vers les graves lorsque $M$ augmente. Enfin, il est à noter que plusieurs fréquences subsistent quel que soit le rapport de longueur poutre-béquille ($q = 2p$ et $q = p$ pour $p = 3$ ; $q = p$ et $q = 0{,}5p$ pour $p = 6$). Ces courbes ont été tracées pour $M = 0$ et $M = 10$ g, conformément à l'expérience réalisée sur un portique en duralumin reposant (poutre et béquilles) sur des matelas de caoutchouc-mousse. Les caractéristiques du duralumin et du caoutchouc ont été déterminées préalablement par des méthodes acoustiques.

Le tableau ci-dessous indique les résultats expérimentaux ainsi que les résultats prévus par la précédente théorie :

| | $q = p$ | | | $q = 0{,}75\,p$ | | | $q = 0{,}5\,p$ | | | $q = 0{,}25\,p$ | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $p$ thé. | $N$ cal. | $N$ exp. | $p$ thé. | $N$ cal. | $N$ exp. | $p$ thé. | $N$ cal. | $N$ exp. | $p$ thé. | $N$ cal. | $N$ exp. |
| 1,4 | 92 | 92 | 1,8 | 110 | 100 | 1,9 | 120 | 112 | 1,8 | 110 | 98 |
| 2,5 | 185 | 173 | 2,9 | 235 | 220 | 3,4 | 320 | 316 | 4,7 | 600 | 557 |
| 4,55 | 570 | 525 | 5,1 | 720 | 692 | 5,7 | 900 | 900 | 6,6 | 1 200 | 1 177 |
| 5,7 | 900 | 890 | 6,7 | 1 200 | 1 130 | 9,8 | 2 600 | 2 550 | 9 | 2 250 | 2 450 |
| 7,6 | 1 600 | 1 900 | | | | | | | | | |
| 9 | 2 240 | 2 250 | | | | | | | | | |
| 10,5 | 3 000 | 3 000 | | | | | | | | | |

Fig. 2. — Équation aux valeurs propres :

$$\frac{2\,\mathrm{sh}\,p\sin p}{\mathrm{ch}\,p\sin p + \mathrm{sh}\,p\cos p} = X\frac{\mathrm{ch}\,q\sin q + \mathrm{sh}\,q\cos q}{1 - \mathrm{ch}\,q\cos q},$$

$$X = \left[\frac{EI_{\mathrm{p}}}{EI_{\mathrm{b}}}\right]^{3/4}, \qquad q = \frac{I_{\mathrm{b}}}{I_{\mathrm{p}}}\left[\frac{EI_{\mathrm{p}}}{EI_{\mathrm{b}}}\right]^{1/4} p.$$

En abscisse, $p$ ; en ordonnées, $H(p)$ et $G(q)$.

Bien que la concordance des résultats soit assez satisfaisante, les fréquences expérimentales sont parfois plus graves que les fréquences calculées ; cela nous amène à croire que les conditions de contrainte expérimentales sont moins sévères que celles prévues dans les hypothèses du calcul. En effet, lorsque l'on applique une contrainte à un système vibrant, le spectre des fréquences propres est déplacé vers les aiguës.

## 4. — Étude mathématique des systèmes non linéaires du premier ordre ;

par M. L. Sideriades,

Centre National de la Recherche Scientifique, Marseille.

Sommaire. — *On définit une matrice de transformation aux valeurs propres permettant de généraliser les résultats de Poincaré pour les systèmes du premier ordre en analyse topologique. On étudie différentes classes de points singuliers et on énonce divers théorèmes régissant leur comportement au cours de transformations de nature physique. On introduit une nouvelle notion de spectre associé à un système.*

I. Théorie des valeurs propres appliquée aux points singuliers. — Considérons un système dynamique dont les équations sont

$$\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} = X(x, y), \qquad \frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t} = Y(x, y),$$

$X$, $Y$ étant des fonctions analytiques de leurs arguments.

On appellera courbes de base les courbes dynamiques $X = Y = 0$. Ce sont les isoclines de base du faisceau $Y - \lambda X = 0$.

A tout point $\mathrm{P}(x, y)$ du plan, attachons une matrice $\alpha$ définie par

$$\alpha = \begin{bmatrix} X'_x & X'_y \\ Y'_x & Y'_y \end{bmatrix}.$$

Sous certaines conditions évidentes de définition et de continuité, la matrice $\alpha$ définit une transformation. Si le vecteur $\vec{u}$ auquel elle s'applique reste parallèle à lui-même à une contraction ou à une dilatation près, ce vecteur sera un vecteur propre de $\alpha$, sa direction une direction propre de $\alpha$ et le coefficient de contraction ou de dilatation une valeur propre de $\alpha$, soit $\mu$. La transformation ainsi définie s'écrit

$$\alpha\,\vec{u}\,] = \mu\,\vec{u}\,]$$

et, comme $\vec{u} \neq 0$, le déterminant du système linéaire et homogène

$$\begin{cases} (X'_x - \mu)\, u_1 + X'_y\, u_2 = 0, \\ Y'_x\, u_1 + (Y'_y - \mu)\, u_2 = 0, \end{cases}$$

est nul.

L'équation aux valeurs propres ou équation caractéristique de la matrice $\alpha$ est

$$\boxed{\mu^2 - (X'_x + Y'_y)\,\mu + (X'_x\, Y'_y - X'_y\, Y'_x) = 0}$$

et les directions propres correspondantes ont pour valeur

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{-X'_x + Y'_y \pm \sqrt{\Delta}}{2X'_y}$$

avec $\quad \Delta = (X'_x + Y'_y)^2 - 4(X'_x\, Y'_y - X'_y\, Y'_x).$

La transformation $\alpha$ ainsi définie est particulièrement intéressante quand il s'agit d'un point commun aux deux courbes de base, qui est point singulier pour les courbes intégrales car alors les directions propres ont une signification géométrique bien déterminée. Considérons en effet une isocline quelconque. Sa pente en un tel point singulier égale à $\left(\frac{\lambda X'_x - Y'_x}{Y'_y - \lambda X'_y}\right)_S$ est en général différente de $\lambda$. L'égalité conduit à l'équation aux directions propres

$$\boxed{X'_y\, \lambda^2 + (X'_x - Y'_y)\, \lambda - Y'_x = 0.}$$

On arrive donc au résultat géométrique suivant :

Les directions propres résultant de l'équation caractéristique sont en un point singulier les tangentes communes à l'isocline et à l'intégrale qui passent par ce point.

La matrice $\alpha$, attachée à un point singulier, fait apparaître deux couples de grandeurs fondamentales :

les *valeurs propres* qui sont des coefficients de contraction ou de dilatation attachés au point singulier lui-même ;

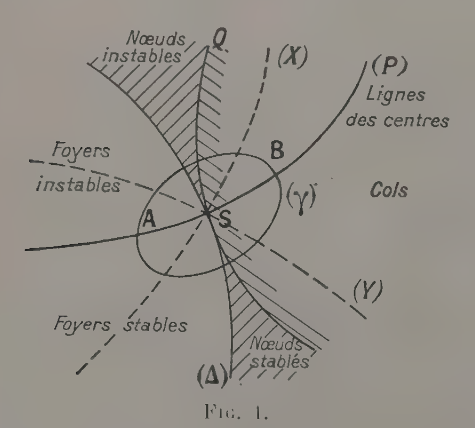



Fig. 1.

les *directions propres* qui sont les directions suivant lesquelles s'exercent ces contractions ou ces dilatations.

Étant évidemment dépendantes, elles obéissent à la même condition de réalité, déterminée par le signe de $\Delta$. De leur étude, dépendent les régions où se placent à priori les points singuliers dans le plan (*fig.* 1).

$$\Delta \equiv P^2 - 4Q \quad \text{avec} \quad \begin{cases} P = X'_x + Y'_y, \\ Q = X'_x\, Y'_y - X'_y\, Y'_x. \end{cases}$$

Si S est un point commun à $(P)$ et $(Q)$, la courbe $(\Delta)$ passant par S est tangente à $(Q)$. En effet

$$-\left(\frac{\Delta'_x}{\Delta'_y}\right)_S = \left(\frac{-2PP'_x + 4Q'_x}{2PP'_y - 4Q'_y}\right)_S = -\left(\frac{Q'_x}{Q'_y}\right)_S.$$

Considérons la région $\Delta < 0$.

$(P)$ est le lieu des points singuliers à trace nulle. La somme des valeurs propres étant nulle, les dilatations et les contractions s'équilibrent dans toute direction propre autour du point singulier. Cet équilibre omnidirectionnel se traduit graphiquement par des courbes fermées entourant le point qui est un *centre*. Ces courbes correspondent à des solutions périodiques du système. Leur caractère cyclique est dû à l'isotropie des directions propres, le caractère fermé étant dû à l'équilibre des valeurs propres. La signification physique est un auto-entretien (absence d'échange d'énergie avec le milieu extérieur).

De part et d'autre de la ligne des centres, il y a rupture de l'équilibre pour les valeurs propres, mais conservation du caractère d'isotropie : les courbes intégrales s'enroulent ou se déroulent autour du point singulier qui est un *foyer*.

De l'autre côté du point S, dans la région $Q < 0$, on trouve cette fois en tout point singulier deux directions propres réelles suivant lesquelles s'exercent les attractions et les répulsions (car leur produit est négatif) ; ces directions sont celles des tangentes à deux intégrales passant réellement par ce point qui est un *col*. Ces intégrales particulières (ou singulières) apparaissent comme des séparatrices, car toute intégrale infiniment voisine ne passe pas par le point singulier.

Enfin, dans la région résiduelle, valeurs et directions propres étant réelles, le produit est positif ; le point singulier est à caractère unique : c'est un *nœud* par lequel passent toutes les courbes intégrales.

En résumé, le découpage à priori du plan fait apparaître, pour les points singuliers,

des cols pour

$$X'_x\, Y'_y - X'_y\, Y'_x < 0,$$

des foyers pour

$$(X'_x + Y'_y)^2 - 4(X'_x\, Y'_y - X'_y\, Y'_x) < 0,$$

des nœuds dans la région résiduelle,

exceptionnellement des centres pour $X'_x + Y'_y = 0$.

Si on se déplace, sur une ligne fermée $(\gamma)$ entourant S, d'un centre-foyer A à un centre-col B, on peut obtenir une configuration des intégrales au voisinage immédiat du point singulier et étudier leur déformation. On obtient 8 catégories de points singuliers qui se divisent en 3 classes (*fig.* 2) :

A) *Points singuliers à caractères simple :* foyer, nœud, col.

B) *Points singuliers à caractère double :* centre-foyer, nœud-foyer, nœud-col, centre-col.

C) *Points singuliers à caractère multiple.* Ils constituent un passage à la limite. Le contour ($\gamma$) est réduit au point S. Le point singulier présente au moins trois caractères. Cette catégorie de points comprend les points singuliers essentiels.

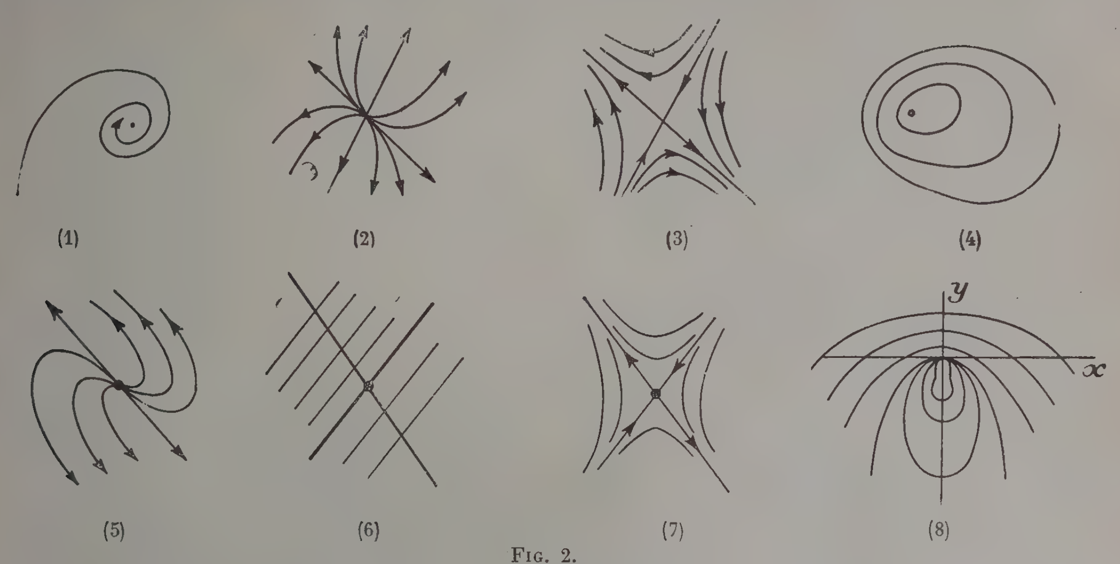



FIG. 2.
(1) Foyer, (2) nœud, (3) col, (4) centre-foyer, (5) nœud-foyer, (6) nœud-col, (7) centre-col, (8) nœud-centre-foyer.

Par exemple, le cas (8) de la figure 2 représente un nœud-centre-foyer ($x = y = 0$) du système

$$\begin{cases} X = 1 - y \operatorname{Log} |x|, \\ Y = x(x^2 + 2y - a^2). \end{cases}$$

*Exemple numérique.* — Prenons un exemple complet comprenant des points singuliers à caractères simple, double et multiple. Soit à résoudre

$$\frac{dx}{1 - y \operatorname{Log} |x|} = \frac{dy}{x(x^2 + 2y - a^2)}.$$

L'origine est un point singulier essentiel. Déterminons $a^2$ de façon que deux des points singuliers se trouvent sur la ligne des centres. La méthode de Newton appliquée à la résolution de

$$1 - 2x^2 \operatorname{Log} |x| = 0$$

fournit à $10^{-5}$ près les valeurs

$$x_0 = 1{,}327\,86, \qquad y_0 = 3{,}526\,38$$

et pour

$$a = 2{,}969\,15, \qquad a^2 = 8{,}815\,9.$$

De cette façon, ces deux points sont des centres-cols. Les deux autres points singuliers sont des foyers. Les courbes $\Delta$, $P$, $Q$ sont les suivantes :

$$\Delta \equiv (y - 2x^2)^2 - 4x^2[(3x^2 + 2y - a^2) \operatorname{Log} |x| - 2y],$$
$$(P) \equiv y - 2x^2,$$
$$(Q) \equiv (3x^2 + 2y - a^2) \operatorname{Log} |x| - 2y.$$

Le découpage à priori du plan pour les points singuliers est indiqué sur la figure 3.

Les points A, B sont des centres-cols. On trouve pour les directions propres en ces points les racines de l'équation

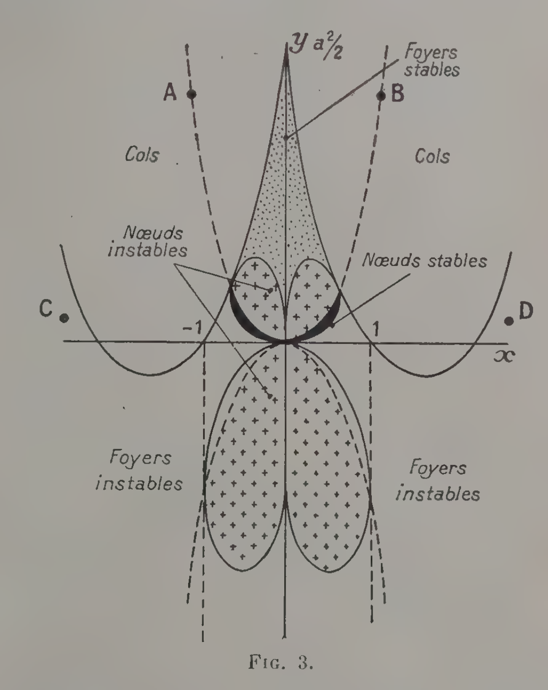



FIG. 3.

$$\lambda^2 \operatorname{Log} |x| + \lambda \left(2x + \frac{y}{x}\right) + 3x^2 + 2y - 8{,}816 = 0,$$

soit $\qquad 17{,}8$ et $-0{,}7$.

Les points C, D sont des foyers instables.

L'origine enfin, se trouve à la séparatrice commune des nœuds stables-instables, foyers instables, centres.

Le tracé des courbes intégrales (*fig.* 4 et 5) montre que l'origine possède effectivement les caractères d'un nœud pour $y < 0$, d'un centre-foyer pour $y > 0$.

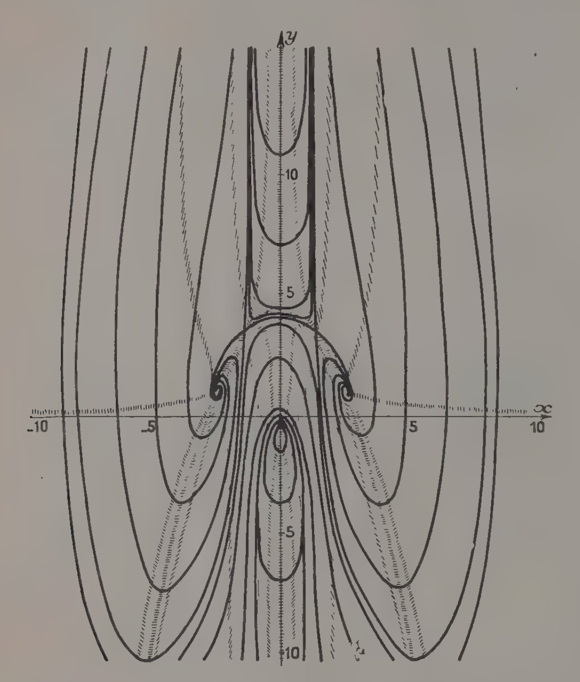



Fig. 4. — Résolution graphique de l'équation

$$\frac{\mathrm{d}x}{1 - y \operatorname{Log}|x|} = \frac{\mathrm{d}y}{x(x^2 + 2y - a^2)}.$$

*Remarques.* — *a*) La méthode matricielle préconisée avec le découpage à priori du plan pour les points singuliers permet une étude directe des singularités par un aspect graphique et évite des développements limités (du genre Taylor) en de pareils points. Les points singuliers à caractère multiple (où les développements en série ne s'appliquent pas ou difficilement) sont traités de la même façon que les points simples. Le langage est ici plus général, les considérations locales en un point (cas des développements en série) sont étendues à tout le plan d'un seul coup. Nous avons vu sur un exemple que le découpage autour du point singulier multiple permet de statuer sur la nature complète du point et, par voie de conséquence, sur les intégrales au voisinage immédiat de ce point.

*b*) Une analogie frappante entre la disposition des courbes intégrales et l'allure des lignes de courant en hydrodynamique, des lignes de déformation en élasticité, etc. permet d'envisager un système de *torseurs* attachés en chaque point singulier.

En un foyer, on a un torseur unique.

Un col résulte du passage à la limite de quatre torseurs de signes différents disposés sur les courbes de base suivant un contour fermé (limite = $\gamma$ infini).

Un nœud résulte identiquement de quatre torseurs de même signe. Le rôle de l'obstacle, joué par les intégrales singulières dans le cas d'un col, se réduit pour un nœud à un point unique à caractère de puits ou de source avec accumulation ou génération d'énergie.

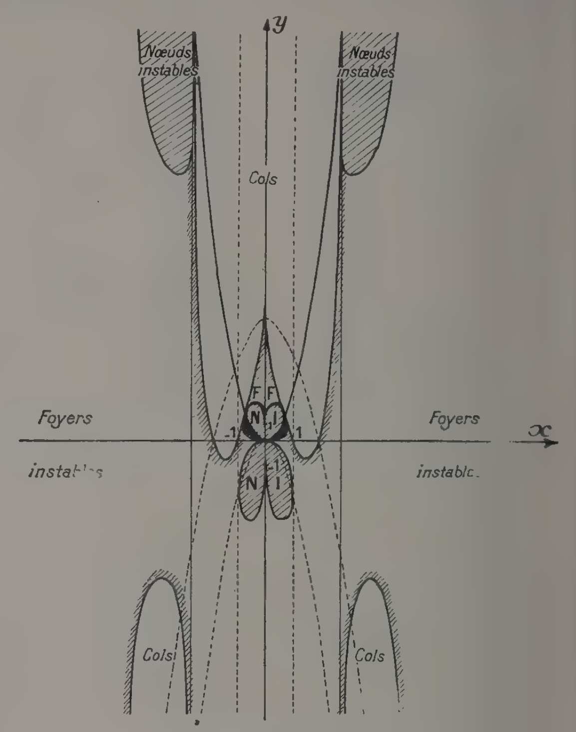



Fig. 5. — Découpage du plan pour les points singuliers de l'équation

$$\frac{\mathrm{d}x}{1 - y \operatorname{Log}|x|} = \frac{\mathrm{d}y}{x(x^2 + 2y - a^2)} \qquad (a = 2{,}969\,15).$$

II. Comportement des points singuliers au cours de transformations. — Considérons un système non linéaire du premier ordre de la forme

$$\begin{cases} -D\,\dot{x} + B\,\dot{y} + \overline{X} = 0, \\ C\,\dot{x} - A\,\dot{y} + \overline{Y} = 0, \end{cases}$$

où $A$, $B$, $C$, $D$, $\overline{X}$, $\overline{Y}$ sont des fonctions analytiques de $x$, $y$.

Ce système est équivalent au suivant :

$$\frac{\mathrm{d}x}{X} = \frac{\mathrm{d}y}{Y} = \frac{\mathrm{d}t}{T},$$

avec

$$X = A\overline{X} + B\overline{Y}, \quad V = C\overline{X} + D\overline{Y}, \quad T = AD - BC,$$

soit, sous forme matricielle

$$\boxed{[u] = [T]\,[\overline{u}]} \quad [u] = \begin{bmatrix} X \\ Y \end{bmatrix}, \quad [\overline{u}] = \begin{bmatrix} \overline{X} \\ \overline{Y} \end{bmatrix}, \quad [T] = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}.$$

On appellera système statique le système $[\overline{u}] = 0$, ystème dynamique le système $[u] = 0$. Les conditions nécessaires et suffisantes pour que le produit de deux matrices soit nul se traduisent ici par

*a*) $\overline{X} = \overline{Y} = 0$ entraîne $X = Y = 0$.

Les points communs aux courbes du système statique (courbes statiques) sont des points singuliers du système dynamique (courbes dynamiques). S'il doit exister une position d'équilibre pour le système dynamique, elle ne peut se trouver qu'en un point singulier statique. La démonstration résulte du cas *b*).

*b*) $|T| = 0$ entraîne $X = Y = 0$.

Les autres points singuliers satisfaisant à $X = Y = 0$ sont sur la courbe $|T| = 0$ et ne peuvent constituer des positions d'équilibre, car tous les points de $(T)$ sont à vitesse infinie. La courbe $(T)$ est la courbe de choc.

Nous énoncerons donc :

*Théorème* 1. — Les points singuliers des courbes intégrales se divisent en

*points d'absorption* : ce sont les points communs aux courbes statiques, Ils correspondent à un schéma « purement résistif » (indépendant de la fréquence) du système physique ; par ces points s'écoule l'énergie fournie par les sources d'alimentation continues ;

*points singuliers de transformation :* ils résultent de la transformation du système statique en système dynamique par les éléments « purement réactifs » (dépendant de la fréquence d'une manière homogène) ; ils ne peuvent jamais constituer des positions d'équilibre.

*Théorème* 2. — Un point d'absorption peut donner lieu, après transformation, à un nœud, à un foyer ou à un col.

On vérifie en effet qu'en un tel point

$$\alpha = [u]'_{x,y} = [T]\,[\overline{u}]'_{x,y}.$$

Il suffit d'expliciter les dérivées partielles de $X$, $Y$ par rapport aux dérivées partielles de $\overline{X}$, $\overline{Y}$ et de faire $\overline{X} = \overline{Y} = 0$. On a

$$X'_x\,Y'_y - X'_y\,Y'_x = (AD - BC)\,(\overline{X}'_x\,\overline{Y}'_y - \overline{X}'_y\,\overline{Y}'_x).$$

Le signe du premier membre sépare les cols des nœuds et foyers. Le point d'absorption peut donc, suivant le signe de $AD - BC$, être soit nœud, soit foyer, soit col.

*Théorème 3 sur la stabilité d'équilibre.* — Toute position d'équilibre stable d'un système du premier ordre satisfait aux conditions simultanées :

$$\overline{X} = \overline{Y} = 0,$$
$$(AD - BC)\,(X'_x + Y'_y) < 0 < (AD - BC)\,(\overline{X}'_x\,\overline{Y}'_y - \overline{X}'_y\,\overline{Y}'_x).$$

Le point singulier doit en effet être point d'absorption, soit

$$\overline{X} = \overline{Y} = 0\,;$$

*attractif* dans une région positive de $(T)$ ou *répulsif* dans une région négative de $(T)$, soit

$$(AD - BC)\,(X'_x + Y'_y) \leqslant 0,$$

l'attraction ou la répulsion étant définie par le signe de $X'_x + Y'_y$, l'annulation de cette quantité correspondant à des centres ;

enfin, le point ne doit pas être un col, position d'équilibre instable soit

$$(AD - BC)\,(\overline{X}'_x\,\overline{Y}'_y - \overline{X}'_y\,\overline{Y}'_x) > 0.$$

*Théorème 4 sur les transformations orthogonales.* — Toute transformation orthogonale modifie la nature des nœuds et foyers, mais conserve les cols.

A partir de l'équation différentielle $Y - y'X = 0$, un système de trajectoires orthogonales est fourni par $X + y'Y = 0$.

L'équation aux valeurs propres de la matrice $\alpha$ du nouveau système s'écrit

$$\mu^2 - (Y'_x - X'_y)\,\mu + (X'_x\,Y'_y - X'_y\,Y'_x) = 0.$$

Le produit des valeurs propres est inchangé ; la limitatrice $(Q)$ des cols est donc inchangée. Mais $\Delta$ n'est plus le même ; la disposition des nœuds et foyers n'est plus la même.

*Théorème 5 sur les transformations pseudo-orthogonales.* — *Définition* : Étant donné le système $[u] = [T][\overline{u}]$, on appellera système pseudo-orthogonal du premier, le système $[u^*] = [T^*][\overline{u}]$ (les deux systèmes sont issus du même système statique $[\overline{u}] = 0$) et points pseudo-orthogonaux des points tels que nœuds, foyers d'une part, cols d'autre part.

*Énoncé :* La condition nécessaire et suffisante pour qu'un point d'absorption donne lieu à deux points pseudo-orthogonaux dans deux transformations $[T]$ et $[T^*]$ est que les déterminants $|T|$ et $|T^*|$ soient de signes contraires.

En effet, en un point singulier statique $\alpha = [T]\overline{\alpha}$. Par suite, $|\alpha| = |T||\overline{\alpha}|$.

Pour le système pseudo-orthogonal : $|\alpha^*| = |T^*||\overline{\alpha}|$.

Or $|\alpha| < 0$ fournit les cols du premier système et $|\alpha| > 0$ fournit les nœuds-foyers du deuxième système.

Par suite $|\alpha|$ de signe contraire à $|\alpha^*|$ entraîne $|T|$ de signe contraire à $|T^*|$ puisque $|\overline{\alpha}|$ est le même.

*Cas particulier :* $[T] = -[T^*]$ caractérise deux systèmes pseudo-orthogonaux.

*Exemples :* Un multivibrateur pour lequel $[T_1] = \begin{bmatrix} B_1 & -A_2 \\ -A_1 & B_2 \end{bmatrix}$ et un système couplé à deux mutuelles négatives pour lequel $[T_2] = -\begin{bmatrix} B_1 & A_2 \\ A_1 & B_2 \end{bmatrix}$ sont deux systèmes pseudo-orthogonaux.

Un système à couplage gyroscopique pour lequel $[T_3] = \begin{bmatrix} -B_1 & A_2 \\ -A_1 & -B_2 \end{bmatrix}$ ne forme un système pseudo-orthogonal du multivibrateur que si

$$|T_1| = -k^2|T_3|.$$

III. Conclusion : Notion de spectre. — Quel que soit le système envisagé, il existe un plan pour la disposition des points singuliers, qui est commun à tous les systèmes. Si l'on porte $\sigma = \mu_1 + \mu_2$ en abscisse, $\pi = \mu_1\mu_2$ en ordonnée, on obtient le plan quadratique des valeurs propres (*fig.* 6) :

l'axe $\sigma$ est la séparatrice des nœuds et des cols,

l'axe $\pi$ est la ligne des centres,

la parabole $4\pi - \sigma^2 = 0$ est la séparatrice des nœuds et des foyers ; $\sigma > 0$ équivaut à une dilatation du système en un point singulier et par suite, à une instabilité du système en ce point.

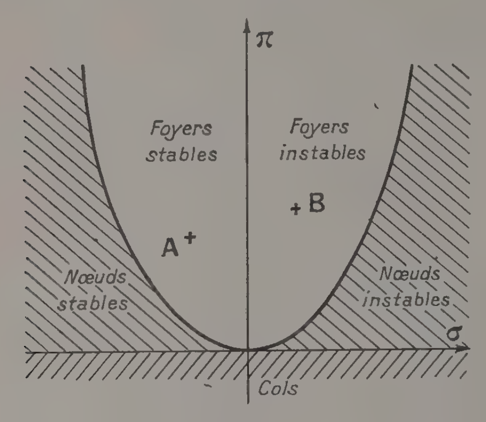



Fig. 6.

Puisque ce plan quadratique est universel, on peut définir le *spectre* d'un système par la disposition des points singuliers dans ce plan. Ainsi, un point tel que A dans la zone des foyers stables constitue une position d'équilibre et, par suite, caractérise un système du genre *bascule* ; par contre, un point tel que B dans la zone des foyers instables caractérise un *oscillateur*.

Considérons par exemple les oscillations d'une triode. Elles sont régies par un système non linéaire dans le plan de phases ($x = \varphi$, $y = d\varphi/dt$). Le spectre d'un tel système est constitué par un point singulier unique M de coordonnées

$$\sigma = -(a + bM), \quad \pi = \omega_0^2 \text{ (fig. 7)},$$

où $a$ et $b$ sont des constantes positives, $M$ est l'inductance mutuelle et $\omega_0$ la pulsation propre du bouchon.

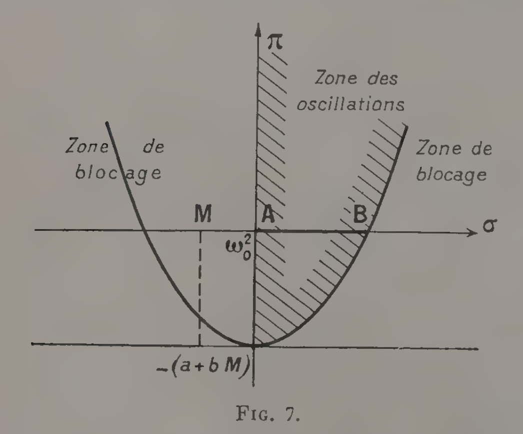



Fig. 7.

Seule la région des foyers instables (zone des oscillations) donne lieu à des oscillations stables. Pour une fréquence propre donnée, cette zone se traduit par une bande AB qui fixe la variation du couplage.

Le point A fournit la valeur critique $M_{c1}$ pour laquelle naissent (d'une façon discontinue) les oscillations, $M_{c1} = -a/b$.

Le point B fournit la valeur critique $M_{c2}$ pour laquelle s'éteignent les oscillations (d'une façon également discontinue), $M_{c2} = -(2\omega_0 + a)\ b$.

On a donné maintes explications, depuis van der Pol, de ce phénomène « d'étouffement ». Mais aucun calcul n'a pu fournir jusqu'ici la détermination exacte de ce deuxième type de couplage critique.

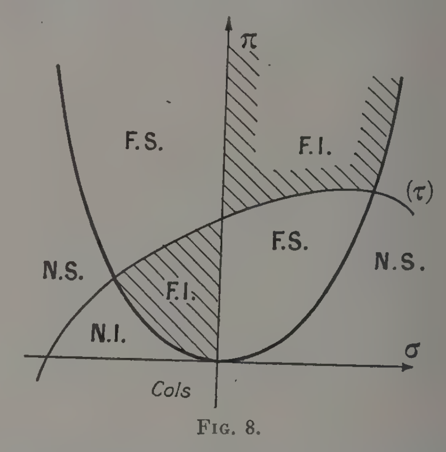



Fig. 8.

La transformation introduite par $[T]$ se traduit dans le plan quadratique (*fig.* 8) par l'existence d'une courbe ($\tau$) transformée de ($T$), qui sépare le plan en deux régions :

une région positive sans changement de signe pour la stabilité,

une région négative avec changement de signe pour la stabilité.

Tout point singulier sur ($\tau$) caractérise une discontinuité dans l'évolution du système, revêtant l'aspect d'un véritable choc.

[1] Vogel (T.), Sur certaines oscillations à déferlement, *Ann. Télécomm.*, 1951, **6**, 182.
[2] Vogel (T.), Les méthodes topologiques de discussion des problèmes aux oscillations non linéaires, *Ann. Télécomm.*, 1951, **6**, 1.

---

## SECTION SUD-EST
(*Grenoble*)

---

## SÉANCE DU 27 JANVIER 1956

### 1. — Une nouvelle catégorie de ferrimagnétiques : les grenats ;

par MM. E. F. Bertaut et F. Forrat,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Institut Fourier, Grenoble.

Guiot-Guillain et Forestier [1] ont signalé d'intéressantes propriétés magnétiques et, en particulier, l'existence d'une aimantation spontanée dans les ferrites des

terres rares. Dans une Note aux Comptes Rendus [2] nous avons déjà exposé les raisons qui nous ont amenés à supposer que les propriétés magnétiques observées dans leurs préparations par Guiot-Guillain, Forestier et par Pauthenet [3] étaient dues à un mélange de deux corps, l'un du type pérovskite déformée [4], antiferromagnétique (1), ne possédant pas d'aimantation spontanée sensible, l'autre, par contre, selon les prévisions de M. Néel [5], ferrimagnétique et possédant deux sous-réseaux de Fe dyssymétrique. Cette dernière substance, que nous avons réussi à préparer, a la formule $5Fe_2O_3, 3T_2O_3$ (T = terre rare). Les conditions d'apparition de ferrimagnétisme y sont réalisées. L'analogie avec les spinelles ferrimagnétiques est même assez frappante. La substance est cubique (groupe $O_h^{10}$-Ia3d). Il y a des sites octaédriques (16a) et tétraédriques (24d) et la plus courte distance $Fe_a$-$Fe_d$ est environ 3,5 Å comme dans la magnétite. Remarquons que les atomes de Fe sont dans un état S.

Dans la préparation de ces corps intervient un rapport critique de rayons atomiques. On doit avoir $r(T)/r(Fe) < 1,7$. En effet du terme initial des terres rares, La, jusqu'au terme final, Lu, le rayon $r(T)$ décroît.

La coupure se fait entre Nd et Sm. La, Ce, Pr et Nd (2) ne forment pas de combinaisons $5Fe_2O_3, 3T_2O_3$.

Nous avons préparé les corps où T = Sm, Gd, Dy, Er dont les mailles sont respectivement $a = 12,52$ ; 12,44 ; 12,38 et 12,33 Å.

Nous y avons ajouté $5Fe_2O_3, 3Y_2O_3$ ($a = 12,36$ Å). Y n'est pas une terre rare et possède la configuration du gaz krypton de sorte que l'on a affaire à un « cas pur de ferrimagnétisme », ne faisant intervenir que les interactions a-a, d-d et a-d, alors que dans les composés des terres rares il y a couplage entre les réseaux des terres rares (en 24 c) et celui des atomes de Fe. Les propriétés magnétiques des pérovskites et des nouveaux composés sont actuellement étudiées par Pauthenet, Aléonard et Barbier.

Au point de vue cristallographique pur l'intérêt de ces corps réside en ce qu'ils sont isotypes d'une importante classe de silicates, les grenats, dont la formule est généralemeent écrite

$$A_2B_3(SiO_4)_3. \qquad (1)$$

Un représentant classique est l'andradite de formule $Fe_2Ca_3Si_3O_{12}$. Les « grenats ferrimagnétiques », de formule

$$Fe_2T_3Fe_3O_{12}, \qquad (2)$$

correspondent donc à la double substitution

$$Ca^{2+} + Si^{4+} \rightarrow T^{3+} + Fe^{3+} \qquad (3)$$

qui conserve l'équilibre électrostatique.

(1) La déformation est, en général, orthorhombique. Groupe d'espace Pbnm-$D_{2h}^{16}$. Fe se trouve dans des centres de symétrie (4b), placés aux sommets d'un cube peu déformé. Le dédoublement en deux sous-réseaux antiferromagnétiques peut se faire de façon qu'un atome de fer a 6 voisins situés aux sommets d'un octaèdre et appartenant à l'autre sous-réseau. Les déplacements des atomes T et O sont dans des plans $z$ = Cte. Ils indiquent l'existence de dipôles électriques (antiparallèles) situés dans ces plans. La direction d'antiferromagnétisme est probablement l'axe c.

(2) $5Fe_2O_3, 3(YNd)O_3$ par contre existe, le rayon moyen de Y et Nd étant dans la région favorable.

Une autre remarque que l'on peut faire concerne la nomenclature. Puisque la substitution (3) est possible, il n'y a aucune raison de donner une préférence à la coordination tétraédrique des atomes d'O autour de Si dans (1). On peut tout aussi bien décrire le réseau des atomes d'O par des octaèdres centrés autour des atomes A et écrire $(AO_6)_2B_3Si_3$. A notre avis il vaut mieux écrire la formule des grenats :

$$A_2B_3C_3O_{12},$$

où A, B et C ont les coordinations respectives 6, 8 et 4, leurs valences $a$, $b$ et $c$ obéissant à la relation

$$2a + 3b + 3c = 24.$$


[1] Forestier (H.) et Guiot-Guillain (G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 1844 ; 1952, **235**, 48 ; 1953, **237**, 1554.

[2] Bertaut (F.) et Forrat (F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 382.

[3] Guiot-Guillain (G.), Pauthenet (R.) et Forestier (H.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 155.

[4] Bertaut (F.) et Forrat (F.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 129.

[5] Néel (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 8.


## 2. — Sur une cause possible d'élargissement dû aux impuretés en résonance quadrupolaire nucléaire ;


par MM. B. Dreyfus et D. Dautreppe,

Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal.


On a observé un effet d'élargissement en résonance quadrupolaire par l'introduction de faibles quantités d'impuretés dans un cristal (exemple de l'élargissement de la raie de $^{35}Cl$ par addition dans un cristal de paradichlorobenzène de 1 à 2 % de paradibromobenzène [1]). Plusieurs causes peuvent être responsables de ce phénomène. Les auteurs s'attachent plus particulièrement à l'une d'entre elles [2]. Il s'agit de l'influence sur les propriétés dynamiques du cristal des variations des constantes élastiques des molécules impures. En d'autres termes, l'amplitude de libration des molécules voisines de l'impure est affectée et il en résulte, d'après le modèle de Bayer, une dispersion des fréquences de résonance. Des expériences sont en cours au laboratoire pour mettre en évidence la réalité d'un tel effet.


[1] Duchesne (J.) et Monfils (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 1801.

[2] Dreyfus (B.) et Dautreppe (D.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 1751.


## SÉANCE DU 16 MARS 1956

## 1. — Propriétés magnétiques des ferrites de gadolinium ;


par M. R. Pauthenet,

Laboratoire d'Électrostatique
et de Physique du Métal, Grenoble.


Nous avons fait l'étude magnétique entre 2,3 et 750° K des deux ferrites de gadolinium, $Fe_2O_3$-$Gd_2O_3$, type perovskite [1] et $5Fe_2O_3$-$3Gd_2O_3$, type

grenat [2], appartenant à la série des ferrites de terres rares découverts par H. Forestier et G. Guiot-Guillain [3]. Pour ces deux ferrites, nous avons observé qu'à une température $T$ la loi de variation de l'aimantation molaire $\sigma_{H.T}$ en fonction du champ $H$ est de la forme

$$\sigma_{H.T} = \sigma_{0.T} + \chi_M H.$$

Nous avons trouvé :

*a*) pour $Fe_2O_3$-$Gd_2O_3$, un faible ferromagnétisme $\sigma_{0.T}$, qui disparaît à une température de Curie $\Theta_2$ égale à 668° K, une susceptibilité paramagnétique $\chi_M$ obéissant à la loi de Curie, avec une constante de Curie correspondant à celle des ions $Gd^{3+}$ ;

*b*) pour $5Fe_2O_3$-$3Gd_2O_3$, une aimantation ferromagnétique très grande aux basses températures, égale à 30 magnétons de Bohr à 2,3° K, qui décroît lorsque la température croît, s'annule au point de compensation $\Theta_3$ à 290° K, réapparaît et s'annule à nouveau à une température de Curie $\Theta_1$ égale à 564° K.

L'interprétation qualitative et quantitative de ces résultats, suivant le modèle proposé par L. Néel [4], a fait l'objet d'une Note à l'Académie des Sciences [5].

[1] Geller (S.), *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 1641.
[2] Bertaut (F.) et Forrat (F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 382.
[3] Forestier (H.) et Guiot-Guillain (G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 1844.
[4] Néel (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 8.
[5] Néel (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1824.

### 2. — Interprétation des propriétés magnétiques du dysprosium et de l'erbium ;

par M. L. Néel,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal.

L'auteur montre que les propriétés magnétiques si particulières du dysprosium et de l'erbium à basse température sont probablement dues à une transition d'un état ferromagnétique à un état antiferromagnétique sous l'influence de la variation thermique de la constante d'anisotropie magnétocristalline. On peut ainsi rendre compte des particularités observées et notamment de la variation thermique du champ seuil. Des détails complémentaires sont donnés dans une autre publication [1].

[1] Néel (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1824.

## SÉANCE DU 23 AVRIL 1956

### Propriétés magnétiques du ferrite d'yttrium $5Fe_2O_3$-$3Y_2O_3$, du type grenat ;

par
MM. R. Aléonard, J. C. Barbier et R. Pauthenet,
Laboratoire d'Électrostatique
et de Physique du Métal, Grenoble.

Le ferrite d'yttrium $5Fe_2O_3$-$3Y_2O_3$, préparé à partir d'oxyde pur à 99,9 % fourni par F. Trombe, a été étudié du point de vue magnétique entre 4,2 et 1 500° K. La substance présente un point de Curie ferromagnétique à 560° K ; au-dessous de cette température, la courbe de variation de l'aimantation spontanée a l'allure classique de celle d'une substance ferromagnétique, l'aimantation à saturation absolue est de 9,44 magnétons de Bohr ; au-dessus de cette température, la courbe de variation de l'inverse de la susceptibilité paramagnétique en fonction de la température a l'allure hyperbolique caractéristique d'une substance ferrimagnétique.

La théorie du ferrimagnétisme de L. Néel [1] rend compte des propriétés magnétiques de cette substance [2].

[1] Néel (L.), *Ann. Physique*, 1948, **3**, 317.
[2] Aléonard (R.), Barbier (J. C.) et Pauthenet (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 2531.

## SÉANCE DU 25 JUIN 1956

### 1. — Étude aux neutrons de $Y_3Fe_5O_{12}$ ;

par MM. F. Bertaut, F. Forrat,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Grenoble,
A. Herpin et P. Mériel,
Commissariat à l'Énergie Atomique,
Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

Le grenat ferrimagnétique $Y_3Fe_5O_{12}$ [1] a été étudié à la pile de Saclay dans un flux de neutrons de longueur d'onde $\lambda = 1{,}23$ Å sur un goniomètre spécialement désigné [2]. On a déterminé les composantes magnétiques $I_M$ et nucléaires $I_N$ de l'intensité de diffraction par la méthode usuelle de la comparaison de deux diagrammes ; l'un, sans champ magnétique, fournit $I_M + I_N$, l'autre, enregistré en présence d'un champ magnétique de 5 600 Oe provenant d'un aimant de magnétron de la Société d'Électrochimie et d'Électrométallurgie d'Ugine, fournit la composante $I_N$.

Les raies (112) et (220) sont principalement dues à la diffraction magnétique.

Les intensités magnétiques calculées et observées sont en bon accord avec l'hypothèse fondamentale de Néel [3], [1] d'un couplage antiparallèle de deux sous-réseaux de Fe en 16a et 24d (groupe $O_h^{10}$-Ia3d).

Un mémoire plus détaillé paraîtra ailleurs, précisant en outre les positions des atomes d'oxygène.

Les auteurs tiennent à adresser leurs remerciements à M. F. Trombe, Directeur de Recherches, pour avoir mis à leur disposition la quantité nécessaire de $Y_2O_3$ spectroscopiquement pur, à M. R. Meyer, Ingénieur de Recherches à la Société d'Électrochimie et d'Électrométallurgie d'Ugine, qui a modifié l'aimant magnétron industriel pour notre étude et enfin à Mlle C. Moesch qui a préparé la substance $Y_3Fe_5O_{12}$.

[1] Bertaut (F.) et Forrat (F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 382.
[2] Breton (C.), Hubert (P.) et Mériel (P.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 2 S.
[3] Néel (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 8.

(*) **2. — Mesure de paramètres au diffractomètre ;**

par MM. P. Blum et A. Durif,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal.

Le problème suggéré par M. Bertaut était de savoir si l'emploi d'un monochromateur courbe de Guinier déplaçait ou non le centre de gravité de la raie spectrale et si, dans ces conditions, l'emploi d'un monochromateur était à conseiller pour les mesures de paramètres de haute précision.

Les mesures ont été faites sur une pastille plane de germanium, frittée sous hydrogène, avec et sans monochromateur pour les radiations $K\alpha_1$ et $K\alpha_2$ du cuivre. Les paramètres obtenus par la technique habituelle d'extrapolation aux grands angles coïncident exactement. On obtient

$$a = 5{,}656\,90 \pm 0{,}000\,05 \text{ Å à } 18\ {}^{\circ}\text{C}.$$

On trouve donc que le monochromateur ne déplace pas le centre de gravité.

En outre, son emploi présente les avantages suivants :

*a*) une diminution considérable de la divergence verticale,

*b*) une augmentation de pouvoir résolvant,

*c*) la disparition du fond continu.

L'essai a été fait sur l'ensemble cristallobloc + diffractomètre de la Compagnie Générale de Radiologie.

(*) **3. — Une expérience sur la propagation de la phase supraconductrice dans un supraconducteur ;**

par MM. J. Peretti et L. Weil,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal.

Dans un travail récent [1], A. L Schawlow a étudié les figures obtenues à basse température, en disposant à la surface d'un disque d'étain une poudre fortement diamagnétique (niobium supraconducteur ; diamètre de grain, environ 0,06 mm), en fonction d'un champ magnétique parallèle à l'axe du disque. Il a constaté que si on supprime brusquement le champ dont la valeur initiale était suffisamment grande pour détruire la supraconductibilité de l'échantillon, il apparaît une aire rayonnée supraconductrice dont l'extension graduelle à toute la surface du spécimen dure environ une demi-minute ; pendant cette extension, on remarque des *déplacements brusques* des grains de la poudre en un *certain endroit* du disque, suivis par des déplacements brusques en un *autre endroit*.

On peut interpréter cette observation de deux façons. Tout d'abord on peut supposer qu'il s'agit bien d'une propriété intrinsèque de l'état intermédiaire : le flux magnétique emprisonné dans la phase normale est brusquement chassé vers l'extérieur successivement en *différents points* du spécimen. Dans ces conditions, on doit observer une succession de variations brusques du flux total embrassé par le spécimen. Secondement on peut supposer, au contraire, que la phase supraconductrice se développe continûment, les changements brusques dans la figure formée par la poudre de niobium étant dus soit au frottement solide des grains sur l'échantillon, soit au champ magnétique perturbateur développé par ces grains diamagnétiques. Dans cette seconde hypothèse le flux total varie de façon continue.

La première hypothèse est en contradiction avec la théorie de la propagation de la phase supraconductrice développée par Faber et Pippard [2]. Il paraissait donc intéressant de vérifier *directement* si le flux total varie de façon discontinue ou non. Pour faire cette vérification nous avons effectué l'expérience décrite ci-dessous.

Autour d'un échantillon d'étain identique à celui de Schawlow ($\varnothing = 20$ mm ; $h = 14$ mm), nous avons placé une bobine de $N = 45\,000$ spires, de rayon moyen $r = 15$ mm et de 20 mm de haut, raccordée à un amplificateur et un écouteur ou à un oscillographe permettant l'un et l'autre de déceler des forces électromotrices de 0,1 mV, la limite de sensibilité étant fixée par le bruit de fond. Nous avons immergé le système dans l'hélium liquide bouillant sous une pression réglable et, à l'aide d'une bobine extérieure, avec un champ magnétique sur l'échantillon.

Nous avons fait varier le champ magnétique entre des valeurs supérieures au champ critique $H_c$ et des valeurs inférieures à $H_c\,(1 - n)$, champ pour lequel si $n$ est le coefficient du champ démagnétisant ($n \simeq 1/3$) tous les points de l'échantillon sont supraconducteurs, soit lentement (avec une résistance liquide), soit rapidement. Dans ce dernier cas, nous avons vérifié que le système de mesure n'a été « saturé » que pendant un peu plus d'une seconde.

Nous avons fait l'expérience de la variation lente (quelques Oe/s) à 3,46° et 3,31°, celle de la variation rapide à 3,46° ; 3,31° et 2,7° K. Nous n'avons rien observé qui ressemble à l'effet Barkhausen des ferromagnétiques, donc rien qui puisse vérifier le déplacement discontinu des limites de « domaines » signalé par Schawlow et infirme la thèse de Faber et Pippard. Pour juger de la sensibilité de notre dispositif, il est aisé de vérifier que, si un élément de volume $\Delta v$ (supposé allongé dans le sens du champ, ce qui est vraisemblable) cesse d'être supraconducteur dans un champ $H_c$, le flux qui traverse la bobine entourant l'échantillon est

$$\Phi \simeq (M \Delta v / 2r)\, H_c.$$

La relation $10^{-8}\, \Delta\Phi/\Delta t = 10^{-4}$ V donne, avec des champs $H_c$ de l'ordre de quelques dizaines d'œrsteds, un élément de volume $\Delta v$ de l'ordre de 1/75 cm³. Or Schawlow a observé en surface des « domaines » de 1/25 cm² ; en admettant qu'ils s'étendent à toute la longueur de l'échantillon, la disparition de l'un d'entre eux en 4 s reste perceptible.

[1] Schawlow (A. L.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 573.
[2] Faber et Pippard, Progress in low temperature physics, Amsterdam, 1955, **1**, 159.

(*) **4. — Étude de la structure de $Fe_2O_3$,2CaO ;**

par MM. F. Bertaut, P. Blum et Mlle A. Sagnières,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal.

L'étude de la structure de $Fe_2O_3$, 2CaO, un des constituants principaux du ciment de Portland, entre dans le cadre d'un programme plus vaste, à savoir l'étude

des structures des combinaisons des oxydes de transition avec les oxydes alcalino-terreux. La structure de $Ti_2O_3$, CaO a déjà été étudiée par MM. Bertaut et Blum [1], celles de $Fe_2O_3$,CaO; $V_2O_3$,CaO et $Cr_2O_3$,CaO, isomorphes, ont été résolues par MM. Bertaut, Blum et Magnano [2] à l'aide de la méthode statistique.

Dans ces structures les cations trivalents se trouvent dans des octaèdres d'oxygène, les cations de Ca se trouvent dans des figures de coordination plus compliquées. Nous avons pensé que la connaissance de ces structures pourrait nous aider à établir la structure de $Fe_2O_3$, 2CaO. Il n'en a rien été. Il a donc fallu aborder cette structure comme un problème nouveau.

La structure de $Fe_2O_3$, 2CaO avait déjà été étudiée par Büssem et Eitel [3], [4]. Cirilli et Burdese ont repris leur étude [5]. Ces chercheurs sont d'accord pour trouver une maille orthorhombique et un groupe d'espace $D_{2h}^{28}$-Imma. Aucune de ces études n'a pu aboutir à la connaissance de la structure parce que le groupe d'espace n'est pas Imma.

Sur le diagramme de Weissenberg nous avons catalogué les raies et trouvé les règles d'extinction suivantes : hk0 n'existe qu'avec $h + k = 2n$ ; 0kl n'existe qu'avec $l = 2n$. Elles sont caractéristiques des groupes $D_{2h}^{16}$-Pcmn, centrosymétrique et Pcn non centrosymétrique.

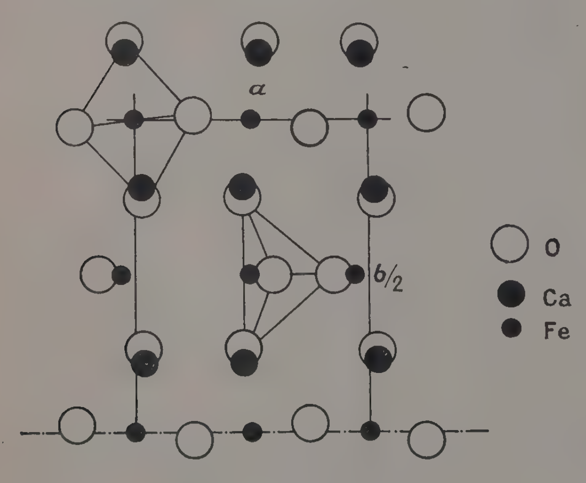



FIG. 1. — $Fe_2O_3$, 2CaO.

La statistique des réflexions permet de confirmer le groupe centrosymétrique Pcmn [6]. M. Curien, Maître de Conférences à la Sorbonne, a d'ailleurs eu l'amabilité de vérifier l'absence de tout effet piézoélectrique. Le fait que d'autres chercheurs aient été induits en erreur, provient de ce que les raies fortes et moyennes obéissent aux règles d'extinction du groupe centré I ($h + k + l = 2n$), mais il y a des raies faibles pour lesquelles $h + k + l \neq 2n$. On peut en conclure que l'arrangement des atomes lourds est voisin d'un groupe I. Il s'agit donc d'un cas de pseudosymétrie.

Grâce à la méthode statistique, adaptée au cas de pseudo-symétrie, on a pu déterminer les signes des facteurs de structure $F$(hk0) les plus forts de la couche (hk0). Cela permet de construire la série de Fourier

$$\rho(x, y) = S^{-1} \Sigma F(\text{hk0}) \exp \left[-2\pi i(hx+ ky)\right]$$

qui représente la projection de la structure selon l'axe $c$. La série de Fourier a été calculée optiquement avec le photosommateur de von Eller. Le diagramme n'est pas définitif, car il n'y a qu'une partie des facteurs de structure. Mais l'essentiel de la structure y apparaît déjà. La projection est reproduite sur la figure 1. La maille contient 4 unités $Fe_2O_3$,2CaO. Les atomes de Fe se partagent en deux groupes de 4 atomes. Le premier groupe est sans paramètres, les atomes de Fe se trouvent dans des centres de symétrie en 4a). Leur coordination est octaédrique. Sur la figure la projection de l'octaèdre d'oxygène est un parallélogramme. Le deuxième groupe d'atomes de Fe en 4c) a une coordination tétraédrique. Les 8 atomes de Ca en 8d) ont une figure de coordination irrégulière formée de 8 atomes d'oxygène. Les 20 atomes d'oxygène se partagent en trois groupes, dont deux en 8d) et un en 4c).

Les coordonnées $x$, $y$ ne sont pas définitives et correspondent à la première approximation ci-après :

$Fe_2O_3$, 2CaO $\quad a = 5{,}60, \quad b = 14{,}71, \quad c = 5{,}36$ Å.

Groupe Pcmn ($D_{2h}^{16}$)

4 Fe en 4a) $\quad 000,\ 0\tfrac{1}{2}0,\ \ \tfrac{1}{2}0\tfrac{1}{2},\ \ \tfrac{1}{2}\tfrac{1}{2}\tfrac{1}{2}$;

4 Fe en 4c) $\pm\left(x, \tfrac{1}{4}, z;\ \ \tfrac{1}{2} - x, \tfrac{1}{4}, \tfrac{1}{2} + z\right)$ avec $x = -0{,}067$

8 Ca en 8d)

$\pm\left(x, y, z;\ \tfrac{1}{2} - x, \tfrac{1}{2} - y, \tfrac{1}{2} + z;\ \bar{x}, \tfrac{1}{2} + y, \bar{z};\ \tfrac{1}{2} + x, \bar{y}, \tfrac{1}{2} - z\right)$

avec $x = 0{,}032$, $y = 0{,}108$ ;

8 $O_I$ en 8d) avec $x = 0{,}25$ , $y = -0{,}016$ ;

8 $O_{II}$ en 8d) $x = 0{,}032$, $y = 0{,}125$ ;

4 $O_{III}$ en 4c) $x = -0{,}15$ $y = 0{,}250$.

La projection ne permet évidemment pas de déterminer les cotes $z$ des atomes que l'on peut estimer d'après les encombrements connus des atomes.

Un mémoire détaillé précisant les paramètres paraîtra ailleurs.

[1] BERTAUT (F.) et BLUM (P.), *Acta Cryst.*, 1956, **9**, 121.
[2] BERTAUT (F.), BLUM (P.) et MAGNANO (G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 757 ; *Rendi conti della Soc. Min. Ital.*, 1956, XII et *Bull. Soc. Fr. Min* (sous presse).
[3] BÜSSEM (W.) et EITEL (A.), *Zeits. Krist.*, 1936, **95**, 175.
[4] BÜSSEM (W.), *Fortschr. Min. Krist. Petrogr.*, 1937, **22**, 31 ; Symposium Chemistry Cements, Stockholm, 1938, 141.
[5] CIRILLI (V.) et BURDESE (A.), *Ric. Scient.*, 1951, **21**, 1185.
[6] BERTAUT (F.), La statistique des fonctions complexes, *Acta Cryst.*, 1956, **9**, 455.

## SECTION DE STRASBOURG

### SÉANCE DU 8 JUIN 1956

### (*) Comportement dynamique des films d'huile en graissage hydrodynamique ;

par M. A. JAUMOTTE,
Professeur à l'Université de Bruxelles.

Nous considérons un arbre long dans un palier circulaire à film d'huile complet et nous admettons les hypothèses classiques de la théorie du graissage hydrodynamique.

Nous supposons l'arbre entraîné à une vitesse angulaire constante $\omega_1$ et soumis à une charge $R$ variable en amplitude et en vitesse de rotation instantanée $\omega_2$. A l'instant $t$, le centre de l'arbre est supposé occuper le point A à une distance OA $= e$ du centre du coussinet (excentricité) dans une direction faisant un angle

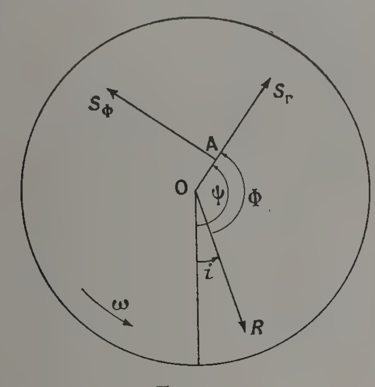



FIG. 1.

instantané $\Phi$ avec la force instantanée $R$ (*fig.* 1). On peut établir l'expression des composantes radiale et tangentielle de la résultante des forces de pression d'huile agissant sur l'arbre. On trouve

$$S_\Phi = 12\,\pi\mu\, lr^3\, a^{-2}\, n(2 + n^2)^{-1}\,(1 - n^2)^{-1/2} \times (\omega_1 - 2\,\omega_2 - 2\,\mathrm{d}\Phi/\mathrm{d}t),$$

$$S_r = 12\,\pi\mu\, lr^3\, a^{-2}\,(1 - n^2)^{-3/2}\,\mathrm{d}n/\mathrm{d}t,$$

où $r$ est le rayon de l'arbre ; $r + a$, le rayon du coussinet ($a =$ jeu radial) ; $e =$ OA, l'excentricité de l'arbre ; $n$, l'excentricité relative soit $e/a$ ; $l$, la longueur du coussinet et $\mu$ la viscosité absolue de l'huile.

En exprimant que les forces $S_\Phi$ et $S_r$ équilibrent à chaque instant les composantes tangentielle et radiale de la force $R$ agissant sur l'arbre, les deux équations précédentes constituent le système différentiel donnant la trajectoire du centre de l'arbre.

Ce système n'est pas soluble analytiquement, sauf dans des cas particuliers comme celui de la force statique constante ($R =$ Cte, $\omega_2 = 0$) et celui de l'arbre non pesant ou vertical soumis à une force constante tournant à sa vitesse de rotation ($R =$ Cte, $\omega_2 = \omega_1 = \omega$).

Pour ce dernier cas, on trouve que la trajectoire du centre de l'arbre est une circonférence accomplie une fois par tour de la machine, de rayon relatif $n$ égal à l'excentricité relative du centre de l'arbre lorsque la même charge sollicitante est statique. Cette excentricité relative est donnée par l'expression

$$(2 + n^2)\sqrt{1 - n^2}/12\,\pi^2\, n = (r/a)^2\,\mu N/p_m,$$

où $N$ est la vitesse de rotation en tours par seconde et $p_m$ la pression moyenne du palier, définie par $R/2rl$. Le second membre de l'expression trouvée constitue le classique *nombre de Sommerfeld*, que nous désignerons par $X$.

Nous avons étudié spécialement le cas où l'arbre est sollicité par une force verticale constante $P$ (poids propre) et par une force constante $F$ tournant à la vitesse de rotation de l'arbre. Ce cas est important car il se produit couramment dans les turbomachines.

Désignons par $k$ le rapport $F/P$ et comptons les temps à partir d'un passage par la verticale descendante de la force tournante $F$, repérée par son angle $\alpha$ avec cette direction. L'angle instantané de la résultante $R$ et de cette direction est appelé $\psi$ (*fig.* 1).

Le système différentiel donnant la trajectoire du centre de l'arbre devient, après quelques transformations,

$$\sqrt{1 + k^2 + 2k\cos\alpha}\,\sin(\psi - i) = X\left[12\,\pi^2\, n/(2 + n^2)\sqrt{1 - n^2}\right](1 - 2\,\mathrm{d}\psi/\mathrm{d}\alpha),$$

$$\sqrt{1 + k^2 + 2k\cos\alpha}\,\cos(\psi - i) = -X[12\,\pi^2/(1 - n^2)^{3/2}]\,\mathrm{d}n/\mathrm{d}\alpha,$$

avec $i = \operatorname{arc\,tg}[k\sin\alpha/(1 + k\cos\alpha)]$ et $X$ représentant le nombre de Sommerfeld correspondant *à la seule charge statique P*.

Les trajectoires, solutions de ce système différentiel, sont en nombre infini ; il en correspond une à chaque position initiale de l'arbre, mais toutes sont asymptotes à la trajectoire de régime qui est une courbe fermée.

Les trajectoires ont été tracées par tangentes pour diverses valeurs de $k$, à partir d'un point de départ choisi *a priori*. La figure 2 donne à titre d'exemple la trajectoire tracée pour $k = 1$.

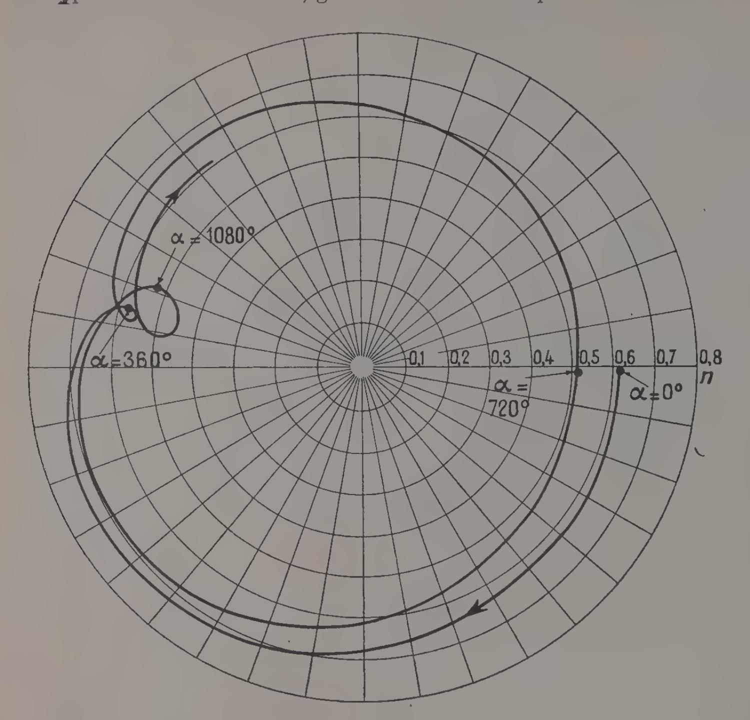
Pour les faibles valeurs de $k$ (par exemple 1/3) on trouve une trajectoire constituée d'une courbe accomplie une fois en deux tours de la machine. Pour des valeurs plus élevées de $k$ (par exemple $k = 1$), on voit apparaître dans la trajectoire, toujours accomplie en deux tours de l'arbre, une boucle (*fig.* 2) ; lorsque $k$ continue à croître, l'importance de cette boucle augmente.

A la limite pour $P = 0$, on aboutit à une trajectoire composée de deux boucles circulaires confondues, accomplie en deux tours de l'arbre, soit une boucle par tour. On retrouve ainsi le résultat analytique signalé plus haut.

*La conclusion la plus importante est la constatation que, pour de faibles valeurs de k (comme celles rencontrées dans les turbomachines), la fréquence du mouvement du centre de l'arbre dans le palier est égal à la moitié de la fréquence de rotation de l'arbre.*

Poritsky [1] a étudié la stabilité de la trajectoire du centre de l'arbre. Pour un rotor vertical, dans les

limites des faibles déplacements, le système est instable, c'est-à-dire que le déplacement du centre, s'il n'est pas initialement zéro, grandit avec le temps. L'intervention d'une force statique verticale, dans le cas d'un arbre horizontal, ne rend pas au système sa stabilité.



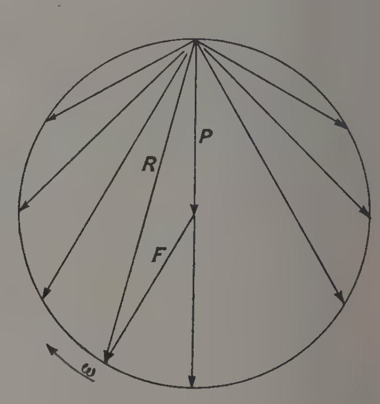




Fig. 2. — $k = F/P = 1$ ; $X = 0{,}06$ ; départ $\alpha = 0^{\circ}$, $\psi = 90^{\circ}$, $n = 0{,}6116$.

*L'instabilité de la trajectoire du centre de l'arbre pour de faibles déplacements, jointe à la propriété que nous avons mise en évidence, à savoir que les trajectoires stables existant pour des déplacements plus importants sont accomplies à une fréquence égale à la moitié de la vitesse de rotation expliquent la naissance du phénomène du fouettement d'huile (oil whip) et sa fréquence.*

[1] Poritsky (H.), Contribution to the theory of oil whip, *Trans. A. S. M. E.*, 1953, **75**, 1153.

## SÉANCE DU 23 NOVEMBRE 1956

### Sur la force pondéromotrice ;

par M. S. R. de Groot,
Professeur à l'Université de Leyde.

Le problème de la force pondéromotrice dans un diélectrique (c'est-à-dire la force exercée par le champ électromagnétique sur un milieu polarisable) n'a été étudié jusqu'à présent que d'un point de vue macroscopique.

Selon Kelvin, cette force, par unité de volume, peut se mettre sous la forme

$$\boldsymbol{F}^{(K)} = (\boldsymbol{P}.\nabla)\,\boldsymbol{E},$$

où $\boldsymbol{P}$ est la polarisation et $\boldsymbol{E}$ le champ électrique. Kelvin a obtenu cette expression en assimilant la force pondéromotrice à la force exercée sur un dipôle ponctuel de moment $\boldsymbol{P}$.

D'un autre côté, Helmholtz, partant de considérations énergétiques, a proposé l'expression

$$\boldsymbol{F}^{(H)} = -\frac{1}{2}\boldsymbol{E}^2\,\nabla k + \frac{1}{2}\nabla\left\{\rho(\partial k/\partial\rho)\,\boldsymbol{E}^2\right\},$$

où $k$ est la susceptibilité électrique et $\rho$ la densité.

Récemment, Mazur et de Groot [1] ont calculé par la mécanique statistique, des expressions pour la pression et la force pondéromotrice dans un diélectrique. Ces grandeurs sont exprimées comme des moyennes de quantités microscopiques. Il apparaît que, suite à l'existence d'interactions microscopiques à longue portée, la pression et la force pondéromotrice peuvent être définies de différentes façons. Toutes les définitions gardent un sens physique clair.

La forme de la force pondéromotrice de Kelvin peut être obtenue en séparant, par une méthode appropriée, les contributions de forces à longue portée de celles à courte portée dans l'expression pour la force microscopique moyenne.

Le calcul statistique montre que la forme de Kelvin est d'une validité plus générale que celle de Helmholtz qui ne peut être déduite qu'à l'équilibre statistique et moyennant une définition différente de la pression.

[1] Mazur (P.) et de Groot (S. R.), *Physica*, 1956, **22**, 657.

*Le Gérant :* Maurice Blondin. — Dépôt légal : 2e trimestre 1957. — Imp. Taffin-Lefort, à Lille (France).

# SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, rue de Rennes, Paris (VI^e^)

## COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

### SÉANCE DU 12 OCTOBRE 1956

**Propriétés thermoélectriques et thermiques des semi-conducteurs ;**

par M. A. Joffe,
Professeur à l'Université de Leningrad,
Membre de l'Académie des Sciences de l'U. R. S. S.

Le texte de cette Communication a été publié au *Journal de Physique*, avril 1957, p. 209.

### SÉANCE DU 23 NOVEMBRE 1956

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. Beaufils (René), Assistant à la Faculté des Sciences de Toulouse, 23, avenue Debot-Ponsan, Toulouse (Haute-Garonne), présenté par MM. Castaing et Fert.

Berlin (Marius), Ingénieur diplômé de la Faculté des Sciences de Toulouse, 54, rue du Docteur-Blanche, Paris (16e), présenté par MM. A. Maréchal et Epelboin.

Corge (Charles), Ingénieur, Service de Physique nucléaire du Centre d'Études Nucléaires de Saclay, 69, avenue du Général-Leclerc, Paris (14e), présenté par MM. Netter et E. Cotton.

Delhaye (Michel), Diplômé d'Études supérieures, Stagiaire de Recherches du Centre National de la Recherche Scientifique, Chimie Minérale, 103, rue Barthélémy-Delespaul, Lille (Nord), présenté par MM. Roig et Rousset.

Deloupy (Claude), Agrégé des Sciences physiques, Assistant, Faculté des Sciences de Montpellier (Hérault), présenté par MM. Kastler et A. Maréchal.

Extermann (Richard), Directeur de l'Institut de Physique de l'Université de Genève, Institut de Physique, Genève (Suisse), présenté par MM. Kastler et Lucas.

Mmes Granier (Janine), Docteur ès Sciences, 139, boulevard Brune, Paris (14e), présentée par MM. Vodar et Schwetzoff.

Johannin (Andrée), Docteur ès Sciences, Attachée de Recherches, 27, rue Henri-Savignac, Bellevue (Seine-et-Oise), présentée par MM. Vodar et Romand.

MM. Julien (Jean), Ingénieur, Service nucléaire du Centre d'Études Nucléaires de Saclay, (Seine-et-Oise), présenté par MM. Netter et E. Cotton.

Lafont (Robert), Chef de Travaux, 31, rue de l'Université, Montpellier (Hérault), présenté par M. Bouhet et Mlle Vergnoux.

Mme Lumbroso (Nicole), Ingénieur I. C. T., Docteur ès Sciences physiques, Assistante à la Faculté des Sciences, 17, boulevard Saint-Michel, Paris (5e), présentée par Mme Herman et M. Dupeyrat.

MM. Montel (Marc), Assistant au Laboratoire de Chimie physique, Ingénieur de l'Institut d'Optique, 14, rue R. Giraudineau, Vincennes (Seine), présenté par Mlle Cauchois et M. A. Maréchal.

Petit (Georges Yves), Attaché de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 2, avenue Émile-Bergerat, Paris (16e), présenté par MM. Teillac et C. Victor.

Philibert (Jean), Docteur ès Sciences, Ingénieur à l'Institut de Recherches de la Sidérurgie, 185, rue du Président-Roosevelt à Saint-Germain-en-Laye, 1, place Louis-XIV, Saint-Germain-en-Laye (Seine-et-Oise), présenté par MM. Crussard et A. Maréchal.

Pomey (Gilles), Ingénieur des Arts et Manufactures (E. C. P.), Ingénieur-Docteur, Ingénieur au Département Physique de l'Institut de Recherches de la Sidérurgie, 8, rue Gounod, Paris (17e), présenté par MM. Crussard et Pomey.

Townes (Charles H.), Professor of Physics, Physics Department, Columbia University, New York, N. Y. (U. S. A.), présenté par MM. Kastler et A. Maréchal.

Weill (Gilbert), Ingénieur Chimiste, Licencié ès Sciences, Attaché de Recherches, 20, rue Erckmann-Chatrian, Strasbourg (Bas-Rhin), présenté par MM. Sadron et H. Benoît.

Les Communications suivantes ont été présentées :

**1. — Les phénomènes de pré-précipitation dans les solutions solides sursaturées [1] ;**

par M. A. Guinier.

On sait qu'à l'état solide un métal B (ou plusieurs métaux) peut se dissoudre dans un métal de base A en formant une solution solide : les atomes A et B sont répartis, sans ordre, en général, aux nœuds d'un réseau cristallin unique. A une température donnée, il existe une limite de solubilité comme pour une solution liquide. Cette teneur limite de B dans A augmente avec la température. Par une trempe rapide, on peut obtenir à la température ordinaire une solution sursaturée homogène : l'état d'équilibre réel est un mélange d'une solution solide pauvre en B et un *précipité* riche en B. Le retour à l'équilibre peut être très lent et progressif parce que, à l'état solide, les mouvements de diffusion des atomes sont difficiles à basse température.

On a ainsi la possibilité d'étudier à loisir les structures intermédiaires. Cela a été fait maintenant sur une série d'alliages (surtout à base d'aluminium) : les mécanismes de transformation varient largement d'un système à l'autre. Il ressort cependant quelques faits d'une portée générale qui font l'objet de cet exposé.

Le précipité d'équilibre ne se forme pas directement. Parfois on trouve une autre forme de précipité moins stable et de structure cristalline plus proche de celle de la solution solide originelle ou matrice. Avant la précipitation proprement dite, il existe un stade de pré-précipitation. Les atomes étrangers tendent à se rassembler car ils se trouvent en excès dans la solution solide, mais ils ne prennent pas une structure cristalline bien individualisée ; ils forment des « zones », les atomes restant aux nœuds du cristal de la matrice ou s'en éloignant peu. Cette « zone » n'a pas de limites bien précises, elle est si étroitement cohérente avec la matrice qu'elle ne constitue pas une phase distincte. Elle ne peut subsister que si elle est très petite (de l'ordre de 100 Å), ce qui montre qu'elle n'est stable qu'à cause de l'influence de la matrice environnante.

Les phénoménes de diffusion anormale des rayons X mettent en évidence ces zones, parce que ce sont des régions d'imperfection cohérentes avec la matrice. Il est possible de tirer des études aux rayons X des mesures de la dimension des zones et de leur constitution. On donne des exemples (Al-Cu, Al-Ag, Al-Mg-Si, Cu-Be, Cu-Ni-Fe, Ni-Al, etc.).

Plusieurs faits, outre les données des rayons X, prouvent les différences profondes entre une zone et un précipité à réseau bien caractérisé :

1° les zones ont un effet important sur les propriétés mécaniques et électriques de l'alliage, bien différent de l'effet des précipités ;

2° la formation des zones est possible quand celle du précipité ne l'est pas. En effet, la zone provoque un abaissement de l'énergie libre bien plus faible que le précipité, mais la *germination* de la zone est bien plus facile. Cela est dû à la très faible énergie de la couche de transition entre zone et matrice. Les zones se forment donc à basse température, tandis que les précipités ne s'observent que si la température est suffisante pour que la probabilité de formation du germe soit notable ou encore quand des déformations locales du réseau permettent la germination (influence de l'écrouissage sur la précipitation).

[1] Un article détaillé a été publié dans *Journal of Metals*, 1956, p. 673.

**2. — Compte rendu du Colloque tenu à Ottawa concernant le mouvement des électrons dans les solides et les métaux, et d'autres Colloques récents en physique des solides ;**

par MM. P. Aigrain,
de l'École Normale Supérieure.

et J. Friedel,
de l'École Nationale Supérieure des Mines.

## SÉANCE DU 18 DÉCEMBRE 1956

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

M. Grillot (Edmond), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Rennes, Maître de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 5, rue Rollin, Paris (5e), présenté par MM. M. Curie et A. Maréchal.

Mlle Perey (Marguerite), Docteur ès Sciences physiques, Professeur à l'Université de Strasbourg, Directeur du Laboratoire de Chimie nucléaire, 4, rue Gœthe, Strasbourg (Bas-Rhin), présentée par MM. Foex et Lacroute.

M. Marguin (Georges), Docteur ès Sciences physiques, Attaché de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, Institut de Physique atomique, 1, rue Raulin, Lyon (7e), présenté par MM. Moussa et Lafoucrière.

La Communication suivante a été présentée :

**La physique des surfaces de jonction des semi-conducteurs ;**

par M. le Dr W. H. Brattain,
Prix Nobel de Physique 1956.

On décrit d'abord les mesures qui peuvent être faites à la surface d'un semi-conducteur et l'on donne une interprétation basée sur l'étude d'une surface de jonction idéale entre les parties p, n d'un cristal unique, ainsi que l'analyse des résultats obtenus pour le germanium.

## ASSEMBLÉE GÉNÉRALE ET SÉANCE DU 18 JANVIER 1957

### I. — Assemblée générale.

Présidence de M. R. Lucas.

Dès l'ouverture de la séance, M. le Président donne la parole à M. Eugène Dupuy, chargé de présenter le rapport de la Commission des Comptes pour l'exercice 1955-1956.

### RAPPORT DE LA COMMISSION DES COMPTES DE L'EXERCICE 1955-1956 (ANNÉE 1956)

Mesdames, Messieurs,

Nous avons l'honneur de soumettre à votre approbation les comptes de l'exercice 1955-1956 (année 1956) de notre Société.

*Actif.* — L'actif comptabilisé, s'élevant à 15 021 154 F, comprend : 1° des titres pour une valeur de 7 560 140 F dont 861 954 F comme placement du fonds de réserve et 6 698 186 F comme placement des disponibilités ; 2° un cautionnement de garantie vis-à-vis du Grand Palais de 100 000 F ; 3° des éléments disponibles ou réalisables pour un montant de 7 361 014 F.

Les certificats des titres déposés en banques et les pièces justificatives des espèces en caisse et en banques au 31 octobre 1956, nous ont bien été présentés.

Les éléments non comptabilisés figurant au bilan comprennent les 431 actions de la Société *Journal de Physique*, les ouvrages en dépôt à la librairie Gauthier-Villars, les créances restant à recouvrer sur quelques participants à l'Exposition annuelle, les cotisations dues et non encore payées, ce dernier poste, malheureusement en nette augmentation par rapport à l'année passée.

*Passif.* — Au passif, figurent : 1° ce que possède en propre la Société française de Physique, à savoir le fonds de réserve de 861 954 F, en augmentation de 14 000 F, montant des cotisations reçues de nouveaux membres à vie, représenté obligatoirement par des titres et, sous le nom de provisions libres, d'une part, le solde de l'exercice 1955, soit 9 639 419 F et, d'autre part, le solde créditeur du compte des ressources et des charges de 2 446 406 F, soit un montant global des provisions libres de 12 085 825 F représenté par des titres pour 6 698 186 F et par des espèces pour 5 387 639 F ; 2° une somme de 684 656 F revenant à la Société *Journal de Physique* et provenant de la rétrocession des 6/10e de 1 141 093 F, montant des cotisations encaissées au cours de l'exercice, en échange de la fourniture de 1 225 abonnements à la publication *Le Journal de Physique et le Radium* ; 3° une somme de 1 388 719 F appartenant au Comité français de Physique dont la Société française de Physique assume la gestion.

Les sommes dues à la Société *Journal de Physique* et au Comité français de Physique, ensemble 2 073 375 F, sont représentées par des espèces disponibles à tout moment sur la trésorerie.

*Compte des ressources et des charges.* — L'examen du « *Compte des ressources et des charges* » fait ressortir un montant total des ressources de 14 304 531 F ; les charges se sont élevées à 11 858 125 F, d'où un excédent des ressources de 2 446 406 F représentant le solde créditeur indiqué plus haut.

Le poste le plus important de ce chapitre est celui relatif aux recettes de l'Exposition annuelle et de son catalogue, soit 12 808 925 F qui, déduction faite des frais engagés 9 390 343 F, laisse un bénéfice de 3 418 582 F, non comprise une somme de 496 144 F encore due par les exposants à la date de clôture de l'exercice de notre Société.

Du côté charges, figurent les frais de fonctionnement propres à la Société, soit 1 783 126 F contre 1 795 717 F l'année passée. Ce poste, tenu tout à fait régulièrement, n'appelle aucune observation de notre part.

Compte tenu des ressources diverses comprenant les intérêts du portefeuille et différents dons, s'élevant au total à 354 513 F, le compte d'exploitation de notre Société fait ressortir cependant un déficit de 972 176 F, déficit heureusement compensé par le solde créditeur de l'Exposition.

D'après la statistique établie au 31 octobre 1956, le nombre des membres est en légère augmentation, soit 1 163 contre 1 121 en 1955.

En conclusion, le bilan, grâce aux résultats de l'Exposition, accuse encore cette année une situation satisfaisante, malgré le retard des rentrées des cotisations, et nous vous demandons de bien vouloir approuver la situation financière telle qu'elle vient de vous être présentée.

Les Membres de la Commission :
Maurice Blondin, *rapporteur* ;
Félicien Blottiau,
Eugène Dupuy.

Le rapport de la Commission des Comptes est mis aux voix et adopté.

M. Lucas, Président sortant, prononce ensuite l'allocution suivante :

Mes chers Collègues,

Je désirerais, avant toute chose, rendre l'hommage de notre Société à la mémoire des membres disparus au cours de l'année. Depuis janvier 1956, nous avons eu à déplorer la disparition de 17 membres et, parmi ceux-ci, je rappellerai les noms de quelques personnalités dont la perte a été particulièrement ressentie : MM. Émile Borel, Henri Devaux, Mme Irène Joliot-Curie, M. Émile Henriot et Sir Simon du Clarendon Laboratory d'Oxford, Membre du Conseil de la Société.

Si nous tenons compte de 4 démissionnaires, nous subissons une diminution de 21 de nos membres.

En contre-partie, le jeu des admissions nous apporte 55 membres nouveaux. Ce bilan ne doit pas nous incliner à penser que les effectifs de notre Société sont satisfaisants. La Société française de Physique devrait compter plusieurs milliers de membres pour être à l'échelle de la population scientifique et technique de notre pays et tenir compte du rôle culturel et technique de plus en plus fondamental des Sciences physiques.

Un effort considérable doit donc être poursuivi sans

relâche pour accroître le nombre des adhérents ; chacun de nous devrait se fixer comme objectif de promouvoir cette année une nouvelle demande d'admission.

L'activité scientifique de notre Société a été renforcée par la participation à nos réunions de plusieurs savants étrangers qui ont fait des exposés de grand intérêt.

Je rappellerai la conférence du Professeur TINLOT de Rochester sur les antiparticules, celle du Professeur COCCONI sur les rayons cosmiques, celle du Docteur KLINKENBERG sur les spectres atomiques complexes. Le Professeur JOFFÉ a exposé les progrès de nos connaissances dans les phénomènes thermoélectriques et le Docteur BRATTAIN, Prix Nobel de 1956, nous a donné tout récemment un exposé de premier ordre sur les semi-conducteurs.

Nos sections de Physique générale, d'Optique et de Physique corpusculaire ont été très actives au cours de l'année. D'importantes réunions scientifiques ont été tenues avec la participation de base de la Société. C'est ainsi que les réunions consacrées à la Physique nucléaire de basse énergie, organisées par la section de Physique corpusculaire animée par M. BERTHELOT, ont groupé une cinquantaine de communications pour les journées des 15, 16 et 17 mars. Cette très belle manifestation scientifique a malheureusement été abrégée et endeuillée par la disparition de Mme JOLIOT.

Le Colloque A. M. P. E. R. E. tenu à Genève et organisé par M. FREYMANN, le Colloque organisé à Bordeaux par M. ROUSSET et le très important Colloque sur la Luminescence organisé à Paris par M. Maurice CURIE sont autant de manifestations auxquelles notre Société a pris une part plus ou moins active.

Des exposés très intéressants ont été présentés par plusieurs de nos membres au sujet de congrès ou de visites de centres scientifiques à l'étranger. Je citerai en particulier ceux concernant la Commission Internationale d'Optique à Boston, la Société d'Optique américaine à Philadelphie et les visites des laboratoires de Physique nucléaire de Moscou, Leningrad et Kiev.

Notre Exposition annuelle d'instruments et matériel scientifiques s'est tenue du 12 au 19 avril au Grand Palais au lieu de la Sorbonne. Des raisons impérieuses ne permettaient plus de garder le cadre habituel.

Malgré des difficultés multiples qu'il a fallu surmonter, cette Exposition a pu grouper un nombre plus élevé de participants avec une superficie plus importante. Au cours de la période d'organisation, assez difficile, le dévouement de MM. MARÉCHAL, BARCHEWITZ, LENNUIER et le zèle à toute épreuve de M. POULARD ont été au niveau des obstacles à surmonter.

Nous devons remercier M. le Ministre de l'Éducation Nationale pour l'appui efficace et l'intérêt constant apporté à notre action. M. LEVEILLE, Directeur du Palais de la Découverte, nous a fourni une aide précieuse qu'il nous est agréable de souligner.

L'intérêt de l'Exposition de 1956 a été renforcé par des présentations excellentes dont certaines ont demandé beaucoup de temps et d'efforts et ont vivement intéressé la jeunesse scientifique. Je regrette de ne pouvoir les citer toutes, mais je tiens à rappeler la participation spectaculaire du Commissariat à l'Énergie Atomique et celle du Centre National de la Recherche Scientifique.

L'intérêt soulevé par cette manifestation est d'heureux augure pour la prochaine exposition qui aura encore lieu au Grand Palais et nous souhaitons qu'elle ait un succès encore plus grand que la dernière.

Plusieurs conférences ont été tenues pendant l'Exposition de 1956 et ont encore accru l'intérêt de celle-ci, ces conférences ayant lieu à l'amphithéâtre du Palais de la Découverte contigu aux galeries de l'Exposition. Tour à tour le Professeur TOWNES de Columbia nous a exposé les perspectives brillantes offertes par le « Maser », spectromètre amplificateur et étalon de temps, le Professeur PRIGOGINE de Bruxelles a décrit les effets isotopiques dans les phases condensées, le Professeur THELLIER les progrès remarquables en géomagnétisme dus à l'utilisation des résonances magnétiques, enfin le Professeur NÉEL a exposé avec son autorité exceptionnelle les question du ferri-, de l'antiferro- et du métamagnétisme.

Comme chaque année, plusieurs prix ont été décernés par notre Société : le Prix Robin à M. G. A. BOUTRY pour l'ensemble de ses travaux, le Prix Ancel à M. J. FRIEDEL pour ses recherches sur la physique des solides, le prix Cotton à Mme B. ROIZEN-DOSSIER pour ses travaux d'optique expérimentale.

Le prix Holweck, franco-britannique, a été attribué en 1956 par la Physical Society à M. J.-P. MATHIEU pour ses belles et importantes recherches sur les propriétés optiques des cristaux. Plusieurs membres du bureau ont accompagné à Londres M. J.-P. MATHIEU à l'occasion de la remise du prix et ont pu ainsi apprécier l'accueil extrêmement amical de nos collègues de la Physical Society.

L'amélioration des ressources de la Société à la suite de l'exposition a permis au Conseil de revaloriser les Prix Ancel et Cotton et de créer trois nouveaux prix qui sont respectivement un Prix Paul Langevin, un Prix Irène Joliot-Curie et un Prix Félix Esclangon. Les montants de ces nouveaux prix seront de même niveau que ceux des Prix Ancel et Cotton. Nous avons à présenter les remerciements des familles des trois disparus, dont les noms ont été choisis pour les désignations de prix.

L'attribution des différents prix de la Société sera décidée prochainement et la remise aux bénéficiaires en sera faite lors de la prochaine exposition.

La Société française de Physique a attribué aux lauréats en physique du concours général des récompenses constituées par des ouvrages tels que le tome de Physique de l'*Encyclopédie française* et quelques autres livres.

La Société Kodak-Pathé a renouvelé cette année sa manifestation d'intérêt et de générosité à l'égard de notre Société par un don de 50 000 F dont nous la remercions vivement.

Dans la correspondance reçue, je dois signaler une lettre de la Société de Physique de l'Allemagne de l'Est annonçant une réunion générale du 7 au 11 avril prochain à Leipzig et invitant les membres de notre Société à y participer ; date limite d'inscription : 1er février à Leipzig.

D'autre part, une réunion très importante de l'Union internationale de Physique dont s'occupe M. FLEURY doit se tenir à Rome en septembre 1957.

Après avoir brièvement évoqué l'activité de l'année 1956, il faut nous tourner vers l'avenir.

Des problèmes importants pour notre Société auxquels nous avons réfléchi n'ont pas encore été

résolus ; il est souhaitable que la Société française de Physique ait une structure et des conditions de fonctionnement moins centralisées, que, par exemple, la désignation d'un futur président exprime les vœux non pas d'une fraction des membres présents du collège parisien, mais ceux de l'ensemble des membres du pays. Cet élargissement des conditions d'expression et d'activité est conforme aux changements apportés dans la vie quotidienne du fait qu'en un petit nombre d'heures, il est facile d'aller d'un point à un autre de la métropole.

Vous avez d'ailleurs, par le choix de M. Néel, comme président pour 1957, montré dans quel sens les réformes doivent s'effectuer.

Avant de transmettre les pouvoirs au nouveau Président, je voudrais dire les raisons de confiance que nous pouvons avoir en mon collègue et ami M. Néel; non seulement notre président est un physicien de très grande classe qui perpétue la tradition de l'école française du magnétisme et maintient le prestige acquis par les travaux de Pierre Curie, Paul Langevin, Pierre Weiss, mais son œuvre à Grenoble a révélé ses qualités exceptionnelles d'organisateur et d'administrateur.

Nous devons lui savoir gré d'avoir accepté cette charge nouvelle pour le plus grand bien de la Société.

Son effort sera facilité par le dévouement absolu des secrétaires MM. Maréchal, Berthelot, Françon, celui de notre trésorier M. Yvon, et de notre agent général M. Poulard. A tous, j'exprime ici nos sentiments de gratitude.

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

Association des Ouvriers en Instruments de Précision, Département Mesures, 8 à 14, rue Charles-Fourier, Paris (13e), présentée par MM. Lucas et A. Maréchal.

Mlle Delwaulle (Marie-Louise), Docteur ès Sciences, Professeur à la Faculté des Sciences de Lille, 103, rue Barthélémy-Delespaul, Lille (Nord), présentée par MM. J. Cabannes et Roig.

MM. Nozières (Philippe), Professeur, Agrégé de Physique de l'Université, 3, rue Davioud, Paris (16e), présenté par MM. Aigrain et Garetta.

Welsh (Harry L.), M. A., Ph. D., F. R. S. C. Professor of Physics, University of Toronto, 6, rue du Lunain, Paris (14e), présenté par MM. Vodar et A. Maréchal.

Winter (Stanislas, David), Ingénieur E. S. E. (section Radio), Licencié ès Sciences, Chef de Service au Commissariat à l'Énergie Atomique, 32 *bis*, rue du Cotentin, Paris (15e), présenté par MM. Abragam et Berthelot.

Est admis comme Membre junior :

M. Kover (François), Ingénieur E. N. S. C. P., Attaché de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 9, rue du Général-Niox, Paris (16e), présenté par MM. Aigrain et Rodot.

M. le Président donne quelques explications relatives au vote pour le renouvellement partiel du Bureau. Il informe les membres présents qu'au cours d'un entretien, M. F. Perrin lui a exprimé, ainsi qu'à M. Néel, sa satisfaction d'avoir été proposé par le Conseil pour être élu aux fonctions de Vice-Président pour 1957, mais qu'en raison de ses nombreuses occupations, il ne lui était pas possible, à son grand regret, d'accepter cette nouvelle charge.

M. le Président donne connaissance d'une lettre de M. Jacquinot relative à la proposition faite par le Conseil pour l'inscription de son nom sur la liste d'élection pour les fonctions de Vice-Président pour 1957.

Il est ensuite procédé au vote pour le renouvellement partiel du Bureau et du Conseil. Le résultat des votes sera proclamé en séance ordinaire après dépouillement par les scrutateurs : MM. Lennuier, Brossel, Françon et Poulard.

## II. — Séance ordinaire.

Présidence de M. L. Néel.

M. L. Néel, en succédant à M. Lucas, prononce l'allocution suivante :

Mes chers Collègues,

Mon excellent ami, M. le Professeur Lucas, vient de vous présenter votre nouveau président dans des termes qui me rendent confus et je m'en excuse auprès de vous. Et voici que dans cette salle, où voici plus de trente ans notre très regretté maître Aimé Cotton suscitait des vocations de physicien parmi un auditoire attentif auquel j'appartenais, je me retrouve votre porte-parole.

Permettez-moi le plaisir innocent de m'en réjouir un instant et de dire aussi tout ce que je dois à des professeurs éminents qui illustrèrent cette présidence et, pour ne citer que ceux arrachés trop tôt à la science française par un destin tragique, à Henri Abraham et à Eugène Bloch.

Vous avez élu un provincial, cela n'arrive pas bien souvent, il semblerait même que je sois le premier, mais je crois qu'il convient simplement de rapprocher la rareté de l'événement des difficultés d'organisation et de fonctionnement de laboratoires actifs en province. Ces difficultés sont bien connues et il ne me viendrait certes pas à l'idée d'en parler si je ne pensais que la Société française de Physique n'était susceptible d'apporter sinon une solution du moins quelques palliatifs à cette situation.

Nous souffrons d'une excessive centralisation administrative, économique et scientifique qui retarde les décisions, allonge les moindres démarches, l'exécution des travaux et l'échange des informations. Le système des grandes écoles, l'attrait de la capitale arrachent d'une manière irréversible les meilleurs éléments dont nous pourrions disposer, d'autant plus que c'est presque exclusivement dans la région parisienne que les dernières décades ont vu éclore les grands laboratoires des services nationalisés, des grandes sociétés et des unions professionnelles.

Quelques essais de décentralisation industrielle ont déjà été entrepris mais ils sont fort timides et incomplets, tout au moins du point de vue qui nous intéresse, car ce n'est pas faire de la décentralisation efficace que d'implanter en province une usine de production en laissant à Paris les organismes de commandement et de recherche.

Il faut ici rendre hommage à la Direction Générale de l'Enseignement Supérieur et au Centre National de la Recherche Scientifique qui, tous deux, poursuivent courageusement une politique de décentralisation intellectuelle. Grâce à eux, les universités de province, les laboratoires extérieurs du C. N. R. S., les écoles nationales supérieures d'ingénieurs sont des foyers actifs et vivants d'enseignement et de recherche.

Les résultats obtenus peuvent paraître modestes dans l'absolu, mais ils soutiennent avantageusement n'importe quelle comparaison lorsqu'on les rapporte aux effectifs employés et aux capitaux investis.

Pour faire mieux, il convient sans doute d'augmenter les crédits et le personnel affectés aux universités de province, tout en les concentrant, pour chaque spécialité, en quelques lieux bien choisis géographiquement, de manière à disposer partout de facultés des sciences importantes, mais qui ne soient pas nécessairement polyvalentes.

Mais il me semble également nécessaire d'améliorer le rendement général en développant l'esprit d'équipe et de coopération à l'intérieur d'une même spécialité. Le caractère individualiste et l'originalité de l'esprit du Français fait souvent sa force, mais c'est aussi quelquefois sa faiblesse ; il est évidemment un peu ennuyeux que ce soit dans un congrès à l'étranger que deux Français travaillant dans le même domaine prennent mutuellement connaissance de leurs résultats.

Il est certain qu'une des raisons de la très belle prospérité des universités hollandaises et de leur succès dans le domaine de la physique tient aux étroites et permanentes liaisons qu'elles entretiennent entre elles, facilitées au surplus par leur proximité géographique.

Certes, d'excellentes initiatives ont déjà été prises en France pour porter remède à la situation ; pour me cantonner à un domaine que je connais bien, je songe par exemple au groupe A. M. P. E. R. E., animé par mon ami Freymann, grâce auquel d'excellentes et permanentes liaisons sont établies entre tous les laboratoires français intéressés aux applications des radiofréquences.

Je pense que la Société française de Physique et ses différentes sections auraient un rôle important à jouer en resserrant les liens qui unissent ou devraient unir les différents centres de recherches dispersés géographiquement. Il conviendrait d'intensifier des échanges bilatéraux de chercheurs et de conférenciers, d'une part entre les universités de province et, d'autre part, entre Paris et la province. Deux conditions me paraissent nécessaires : d'abord les échanges doivent s'effectuer dans les deux sens et il serait souhaitable ensuite qu'il s'agisse aussi bien de communications originales que de conférences de mises au point, faites toutes deux dans le cadre des sections locales de la Société française de Physique.

Cette dernière pourrait les faciliter d'une part en contribuant aux frais de déplacement et surtout en publiant rapidement les communications ainsi présentées, par exemple dans un délai de deux mois. Une publication rapide des comptes rendus des sections de notre Société me paraît être la condition essentielle du succès de nos réunions et c'est pourquoi je me permets d'insister sur ce point. A tous égards, la présentation publique et matérielle d'un résultat de recherches est une chose excellente, surtout suivie d'une discussion publique. Les auteurs éventuels hésiteraient d'autant moins à la faire s'ils étaient assurés d'une publication rapide et d'une priorité dépourvue d'ambiguïté.

Ce sont là des vœux modestes et j'espère qu'il sera possible de les satisfaire.

Je ne voudrais pas terminer sans demander votre indulgence pour un président résidant à 642 kilomètres de Paris, mais qui sait ce qu'il doit et ce qu'il devra à un bureau composé de personnalités sympathiques dont le dévouement n'a d'égal que la compétence.

M. le Président proclame ensuite les résultats des élections :

**Élections pour le renouvellement partiel des Membres du Bureau.**

| | Premier tour | Deuxième tour | |
|---|---|---|---|
| Nombre de votants | 76 | 69 | |
| Majorité | 39 | 36 | |
| Ont obtenu : | | | |
| *Vice-Président :* | | | |
| Suffrages exprimés | 74 | 69 | |
| Bulletins blancs ou nuls | 2 | | |
| MM. F. Perrin | 6 | | |
| G. Dupouy | 30 | 21 | |
| P. Jacquinot | 37 | 48 | élu |
| A. Kastler | 1 | | |
| *Secrétaire Général :* | | | |
| Suffrages exprimés | 76 | | |
| M. A. Maréchal | 76 | | élu |
| *Vice-Secrétaire :* | | | |
| Suffrages exprimés | 69 | | |
| Bulletins blancs ou nuls | 7 | | |
| MM. F. Netter | 52 | | élu |
| O. Garreta | 17 | | |

**Élections pour le renouvellement des Membres du Conseil.**

| | |
|---|---|
| Nombre de votants | 217 |
| Bulletins blancs ou nuls | 9 |
| Suffrages exprimés | 208 |
| Majorité | 109 |

Ont obtenu :

| | | | |
|---|---|---|---|
| Résidents | MM. G. Guinier | 207 voix, | élu |
| | J. Brossel | 206 » | » |
| | Ch. Dufour | 207 » | » |
| | E. Schatzman | 204 » | » |
| | F. Abelès | 207 » | » |

| | | | |
|---|---|---|---|
| Non résidents.. | MM. M. Perrot ... | 205 voix, élu | |
| | J. Rösch .... | 205 » | » |
| | N. Kurti .... | 208 » | » |
| | E. Amaldi ... | 208 » | » |
| | H. L. Welsh . | 208 » | » |
| | J. Barriol ... | 1 voix, | |
| | M. Cotte .... | 1 » | |
| | G. Couchet .. | 1 » | |
| | E. Durand .. | 2 » | |
| | N. Felici .... | 1 » | |
| | R. Freymann. | 1 » | |
| | R. Guillien . | 1 » | |
| | R. Servant .. | 1 » | |
| | Mme A. Vassy..... | 1 » | |

**Élection d'un Membre d'Honneur.**

M. E. N. de C. Andrade... 208 voix, élu.

La Conférence qui devait être faite par le Professeur Lamb, Prix Nobel de Physique 1955, sur « Radio frequency spectroscopy of excited states of hydrogen and helium » n'a pu avoir lieu, le Professeur Lamb ayant été empêché au dernier moment d'effectuer le voyage à Paris. En remplacement, la Communication suivante a été présentée :

**Expériences sur la température de spin ;**

par MM. A. Abragam et W. G. Proctor,
Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

Les expériences décrites ci-dessous ne peuvent s'expliquer qu'en utilisant le concept de température de spin. Le premier groupe d'expériences que l'on pourrait appeler expériences de calorimétrie nucléaire consiste à étudier le changement de polarisation produit par le mélange thermique des systèmes de spins des deux espèces nucléaires contenues dans le même échantillon. Le mélange est effectué en transférant l'échantillon d'un champ magnétique fort $H_0$ dans le champ terrestre et en le retournant dans le champ $H_0$ en un temps court par rapport au temps de relaxation spin-réseau. Les deux systèmes de spins sont isolés par la différence de leurs fréquences de Larmor dans un champ fort, mais peuvent échanger de l'énergie et atteindre l'équilibre thermique dans un champ faible. Ce processus n'est pas réversible au sens d'Ehrenfest et n'est thermodynamiquement réversible que dans des cas très particuliers.

Ces expériences sont résumées dans le tableau I où $M_0$ et $M'_0$ représentent la polarisation d'équilibre de l'espèce nucléaire considérée. L'échantillon utilisé était un monocristal de LiF pour lequel dans $H_0$, $T_1(^7\mathrm{Li}) = 4{,}5$ mn, $T_1(^{19}\mathrm{F}) = 1{,}4$ mn et dans le champ terrestre $T_1$ (commun) est de l'ordre de 6 s. Le dispositif expérimental permettait d'examiner, de renverser par passage rapide ou de saturer les populations des différents niveaux.

Les résultats des expériences résumés dans le tableau I s'expliquent dans le langage de la calorimétrie ordinaire en attribuant à chaque espèce nucléaire une chaleur spécifique proportionnelle à $\gamma^2 I(I+1)$ et en tenant compte de la valeur finie du temps de relaxation spin-réseau et du renversement incomplet de l'aimantation par passage rapide. Ces considérations élémentaires sont valables aussi long-

Tableau I

| Exp. | Polarisation avant mélange | | Polarisation après mélange | |
|---|---|---|---|---|
| | Fluor | Lithium | Fluor | Lithium |
| a | $M_0$ | $M'_0$ | 0,95 $M_0$ | 0,95 $M'_0$ |
| b | $M_0$ | saturé | 0,42 $M_0$ | 0,51 $M'_0$ |
| c | saturé | $M'_0$ | 0,42 $M_0$ | 0,43 $M'_0$ |
| d | $M_0$ | — $M'_0$ | 0,27 $M_0$ | 0.20 $M'_0$ |
| e | — $M_0$ | $M'_0$ | 0,05 $M_0$ | 0,00 $M'_0$ |
| f | saturé | — $M'_0$ | — 0,16 $M_0$ | — 0,17 $M'_0$ |
| g | — $M_0$ | saturé | — 0.29 $M_0$ | — 0,34 $M'_0$ |
| h | — $M_0$ | — $M'_0$ | — 0,71 $M_0$ | — 0,73 $M'_0$ |

temps que le champ critique, où se produit le mélange, est grand par rapport au champ interne parce qu'alors on peut négliger l'énergie de l'interaction spin-spin. Expérimentalement nous avons trouvé que le mélange commence à se produire dans un champ de 75 G, qui est à peu près 10 fois le champ local moyen. Les expériences a et h peuvent être identifiées avec le processus réversible observé par Pound [1] et par Pound et Purcell [2] et apparaissent ici comme un cas particulier du mélange de deux systèmes à la même température. Nous pensons que les expériences d à g constituent les premiers exemples de calorimétrie avec des systèmes à température négative.

Les résultats du tableau I suggèrent qu'il est possible de « pomper » un système nucléaire avec un temps de relaxation spin-réseau long vers un état de polarisation en le refroidissant à intervalles réguliers par contact thermique avec un système dont $T_1$ est plus court. Ceci a été démontré sur un échantillon de CsCl pour lequel dans les champs forts $T_1(\mathrm{Cs}) \simeq 9$ mn, $T_1(^{35}\mathrm{Cl}) \simeq 3{,}5$ s et dans le champ terrestre $T_1$ (commun) est de l'ordre de 20 s. Partant de Cs non polarisé, l'échantillon était rapidement retiré de l'entrefer et replacé dans celui-ci à des intervalles de 6 s, intervalles choisis pour permettre à Cl de se polariser ; après un « pompage » de 2 mn, Cs avait acquis une polarisation de 0,7 $M_0$ dont l'établissement demande normalement 10 mn. Nous avons également observé la résonance de $^6$Li dont le temps de relaxation dans l'échantillon considéré est probablement supérieur à une semaine. En polarisant $^7$Li et F à 12 000 G et 77 °K pendant plusieurs minutes puis en les mettant rapidement en contact thermique avec $^6$Li dans le champ terrestre, nous avons pu polariser $^6$Li à sa polarisation maximum (en effet, la capacité calorifique de $^6$Li est négligeable par rapport à celles de $^7$Li et de F). Si la polarisation de $^6$Li est saturée par l'observation, elle peut être immédiatement recouvrée par un nouveau mélange dans un champ nul. En renversant la polarisation de $^7$Li et de F avant le mélange, nous avons pu placer $^6$Li dans un état de température et donc de polarisation négative où il demeure « capturé » pendant de nombreuses heures. Il est intéressant de spéculer sur le fait que dans certains cas favorables, il pourrait être possible de mesurer le moment magnétique et le

temps de relaxation spin-réseau d'un isotope qui n'est pas observé directement en mesurant ses effets calorifiques sur un autre isotope dont on observe le signal de résonance nucléaire.

Une expérience de tout autre nature démontre que dans le cas de niveaux équidistants le mécanisme de flip mutuel établit en un temps $T_2$ une température de spin pour le système de spins. Ce mécanisme permet d'expliquer la saturation complète des niveaux Zeeman de $^{23}$Na dans NaCl produits par une radiation ultrasonique intense à une fréquence double de la fréquence de Larmor.

D'autres résultats expérimentaux et une discussion théorique seront publiés ultérieurement.

[1] Pound (R. V.), *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 156.
[2] Purcell (E. M.) et Pound (R. V.), *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 279.

## SÉANCE DU 22 FÉVRIER 1957

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. Biezunski (Georges), I. D. N., Licencié ès Sciences, Ingénieur au Service du Contrôle des Éts Kuhlmann, 12, rue de l'Église, Saint-André-lez-Lille (Nord), présenté par MM. Arnoult et Lebrun.

Dumas (Guy), Docteur ès Sciences, Chef de Laboratoire à la Sté Silec, 92, avenue du Général-de-Gaulle, La Garenne-Colombes (Seine), présenté par MM. Grivet et Bertein.

École Nationale de Médecine et de Pharmacie d'Angers, boulevard Daviers, Angers (Maine-et-Loire), présentée par MM. M. Curie et Mattler.

M. Hepner (Georges), Licencié ès Sciences, Ingénieur de l'École Supérieure d'Optique, Attaché au Centre National de la Recherche Scientifique, 35, rue de Billancourt, Boulogne-sur-Seine (Seine), présenté par Mme Herman et M. A. Maréchal.

Mlle Josien (Marie-Louise), Professeur à la Faculté des Sciences, 20, cours Pasteur, Bordeaux (Gironde), présentée par MM. Gray et Rousset.

MM. Mergault (Pierre, Adolphe, Charles), Docteur ès Sciences physiques, Assistant de Physique à la Sorbonne, Chargé de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 9 *bis*, rue du Parc, l'Hay-les-Roses (Seine), présenté par MM. E. Darmois et Epelboin.

Sardos (René), Professeur de Sciences physiques, 37, rue Patay, Bordeaux (Gironde), présenté par MM. Clastre et Loudette.

Weiss (Emeric), Ingénieur E. S. E. B., Directeur technique de Nucléa, 94, rue de Sèvres, Paris (7e), présenté par MM. Bonet-Maury et Fournier.

Les Communications suivantes ont été présentées :

### 1. — Modèles pour les divers types de pièges dans le sulfure de zinc phosphorescent. Libération thermique et optique des électrons piégés ;

par M. D. Curie,

Laboratoire de Luminescence
de la Faculté des Sciences de Paris.

Cette Communication a fait l'objet d'un article au *Journal de Physique*, avril 1957, p. 214.

### 2. — Quelques informations et impressions recueillies lors d'un récent voyage en Allemagne : les rapports entre l'Industrie et l'Université ;

par M. P. Fleury,

Directeur Général de l'Institut d'Optique.

Il y a moins d'un mois, une mission organisée par le Haut-Commissariat à la Productivité (1) a, pendant une semaine, pris contact avec des industriels et des universitaires, dans la région rhénane. D'un aussi court voyage, on ne saurait prétendre rapporter des informations complètes, ni des idées définitives. Il a paru souhaitable, pourtant, à l'organisateur de nos séances, de prévoir un court exposé pour attirer votre attention sur les sujets explorés et sur le rapport général (encore en préparation), où vous pourrez trouver plus de détails.

* * *

Un programme équilibré avait été très bien préparé par nos collègues, MM. Forestier et Lutz (Service des Relations Culturelles à l'Ambassade de France en Allemagne).

Les sondages ont porté, du côté Université, sur l'une des huit Écoles supérieures techniques (*Technische Hochschule*), celle d'Aix-la-Chapelle, où nous ont pilotés le recteur, les doyens et quinze ou vingt professeurs. A la différence de beaucoup de nos grandes Écoles d'ingénieurs, les Technische Hochschule font organiquement partie de l'Université. Leurs « ingénieurs diplômés » (qu'il ne faut pas confondre avec les Ingénieurs « tout court », sortant de l'Enseignement technique moyen) sont, comme les autres gradués de l'Université, qualifiés d' « *Akademiker* ». Et la place prépondérante des Akademiker dans l'Industrie facilite certainement les étroites relations que nous avons constatées.

De nature toute différente, en ce sens qu'il est complètement indépendant de l'État, est l'*Institut Battelle*, que nous avons visité à Francfort. C'est une fondation américaine, sans caractère lucratif. Installé

(1) Dirigée par M. le Recteur Bayen, Directeur général adjoint de l'Enseignement supérieur, cette mission comprenait deux représentants de l'Industrie, MM. Varoquaux (Pont-à-Mousson) et Piganiol (Saint-Gobain) et dix directeurs d'Écoles d'Ingénieurs ou professeurs de Faculté, dont quatre chimistes (MM. Forestier, de Strasbourg, Gallais et Mignonac, de Toulouse, Lefebvre, de Lille), un métallurgiste (M. Olmer, de Nancy), un géologue (M. Roubault, de Nancy), deux mécaniciens (MM. Poncin, de Poitiers et Schmitt, de Nantes), deux physiciens (MM. Barchewitz et Fleury, de Paris).

en 1954, sur une surface de travail de 16 000 m², il se flatte de mener à bien 88 % des recherches entreprises ; c'est vous dire qu'il ne s'agit pas de recherches fondamentales ! Bien que suscitant quelques inquiétudes, en raison de ses attaches étrangères, il a, paraît-il, actuellement 4 millions de marks de commandes [2].

Nous avons été reçus, dans la même ville, par deux grandes entreprises industrielles, la *Deutsche Gold und Silver Scheideanstalt* et les *Farbwerke Höchst.* Ces dernières, rattachées autrefois à l'*I. G. Farben,* occupent 36 000 personnes et déclarent avoir en 1955 consacré aux recherches 69 millions de marks, soit 5 1/2 % de leur chiffre d'affaires (1 300 millions de marks, soit une 1 fois et demi celui de nos plus grandes entreprises françaises analogues).

L'*Institut de recherches sur les ciments* que nous avons vu à Dusseldorf, est un exemple de ces très nombreux centres coopératifs (plus de 100, peut-être) centralisant les recherches ou contrôles d'intérêt commun pour la profession qui les finance. Moins étroitement spécialisés, malgré leurs dénominations, sont les 39 *Instituts Max Planck.* C'est ainsi que l'*Institut de recherches sur les aciers,* pendant de notre IRSID, comporte, parmi bien d'autres, un secteur d'étude de base sur les semi-conducteurs. Ces instituts reçoivent annuellement de la *Max Planck Gesellschaft* (qui est, sous un nouveau nom, l'ancienne *Kaiser Wilhelm Gesellschaft*) 25 millions de marks et ils ont bien d'autres ressources.

Vous voyez combien nombreux sont les organismes dont dispose la Science allemande ; nous n'avons eu que des indications de seconde main sur les Services de recherches dépendant des divers Ministères des Länder ou du Bund (il y en a environ 40, dont la célèbre *Physikalische technische Bundesanstalt*).

Tout ce que nous avons visité est *neuf* et *vaste* ; commencée seulement après la réforme monétaire de 1949, la reconstruction des Universités et des Instituts Max Planck (sans parler du reste) a déjà absorbé 3,5 milliards de marks. Le grand amphithéâtre de la Technische Hochschule d'Aix-la-Chapelle (1 200 places) est remarquable aux points de vue du confort et des aménagements techniques ; on nous y a montré des expériences à très grande échelle. Le nombre d'étudiants (6 500 pour cette seule École contre 1 500 avant la guerre) pourrait être encore doublé sans épuiser la capacité des salles de travaux pratiques.

Nous avons été frappés par la *propreté* et l'*ordre* dans tous les laboratoires ; le mérite en revient au soin de ceux qui y travaillent, mais aussi à la place disponible. Pour ce qui est de la qualité et de l'efficacité des recherches, une si brève visite ne permet assurément pas un jugement d'ensemble ; un point remarquable, toutefois, semble être le souci de limiter le nombre des études entreprises simultanément pour augmenter les chances d'aboutir vite.

***

Le rôle de notre Centre National de la Recherche Scientifique est joué en Allemagne non seulement par la Max Planck Gesellschaft, mais aussi — pour une part assez réduite, limitée à la recherche appliquée, par la *Société Fraunhofer* que nous n'avons pas contactée — et surtout par la *Deutsche Forschung Gemeinschaft* (Communauté allemande pour la recherche).

Nous avons été reçus à son siège social (Bonn) par son président, le Professeur Hess (qui a fait récemment une conférence à Paris) et par ses collaborateurs. La D. F. G. succéda en 1949 à la *Notgemeinschaft der Deutsche Forschung,* dont le nom [3] était tout un programme. Elle dispose *en toute indépendance* de ressources importantes (100 millions de marks de 1950 à 1955, dont 28 en 1955, soit 3 milliards de francs) provenant du Bund, des Länder et de l'industrie. Elle ne gère directement aucun laboratoire et n'a donc pas la possibilité de garantir aux chercheurs une carrière stable, alors que les Instituts ont un personnel permanent.

La structure de la D. F. G., assez compliquée, comporte en majorité des organismes élus ; elle est décrite dans un exposé étendu du Dr Lutz que vous pourrez consulter, ainsi que dans les rapports annuels de la Société. En 1955, celle-ci a réparti entre environ 2 000 demandes (à la fois pour frais matériels, bourses, salaires, voyages) plus de 10 millions de marks, destinés aux recherches dites *libres,* auxquelles s'ajoutent des subventions plus élevées (15 millions de marks reçus du Gouvernement fédéral) à l'intention d'un nombre limité de recherches privilégiées dites *orientées.*

Un organisme intéressant, qui va être rattaché à la D. F. G. après quelques années de vie indépendante et de succès partiels, est le Centre de liaison pour les recherches sur contrats (*Vermittlungstelle für Vertragforschung*). Son rôle est de canaliser au mieux les propositions émanant soit des chercheurs, soit des industriels pour des travaux dont ces derniers assurent le financement. Ces contrats sont, paraît-il, de plus en plus nombreux (je n'ai pas de chiffres) ; on aurait pu craindre qu'il en résulte (le mot est d'un de nos collègues allemands) « une commercialisation de la recherche ; mais une juste mesure n'a pas été dépassée ».

C'est que, dans bien des cas — les chercheurs nous l'ont dit comme les industriels — ces contrats concernent non les besoins directs de ces derniers, mais bien des *recherches fondamentales.* L'industrie, a-t-on précisé, en attend avant tout la possibilité de s'attacher un jour des collaborateurs d'une plus grande valeur. D'autre part, l'un de nos partenaires allemands rappelait que Kékulé, qui n'a sans doute jamais fabriqué une matière colorante, a cependant fait progresser l'industrie de l'aniline plus qu'aucun de ses spécialistes. Un autre industriel disait : « Convaincus de l'importance essentielle des sciences spéculatives et de la primauté qu'il convient d'accorder à la recherche de base, nous reconnaissons le tort que l'on ferait courir à l'Université en négligeant ces aspects fondamentaux de la formation supérieure. Aucune science appliquée ne peut subsister à la longue sans le secours de la science désintéressée, qui joue pour elle le rôle d'un donneur de sang ; celui qui n'a en vue que les avantages matériels tangibles, immédiats, contribue sans s'en rendre compte au déclin de notre «way of life» occidental. »

Beaucoup de contrats sont donc des subventions

[2] Je vous rappelle que le mark vaut officiellement environ 85 francs ; il est plus commode, et mieux en rapport avec sa valeur d'achat, de dire 100 francs.

[3] Société de Sauvetage de la Recherche allemande.

discrètes. Mais il y a aussi d'importants versements, de l'ordre de 30 millions de marks par an, faits sans aucune condition imposée, soit directement à la Max Planck Gesellschaft ou à la D. F. G., soit au *Stifterverband für die deutsche Wissenschaft*, organisme dont on a eu quelque hésitation à traduire le titre, la chose (Association de donateurs pour la Science) n'ayant guère son équivalent en France. Créé en 1948, ce Stifterverband, dont la devise est « Mecenates voco », recueille des fonds qui doublent presque chaque année (12 millions de marks en 1955) et se pose comme objectif d'atteindre 10 fois plus. Il fait à cet effet une propagande très active ; voici deux de ses brochures, qui nous ont bien aidés à nous informer : *La vie scientifique en Allemagne* et *La science en nombres*. La conclusion est « Von nichts kommt nichts » (On n'a rien pour rien.)

C'est le Stifterverband qui avait organisé la réunion la plus importante de notre mission, par le nombre et la qualité des participants. Elle a rassemblé, à Cologne, avec plusieurs recteurs, des représentants de

la Fédération générale de l'Industrie allemande (*Bundesverband der deutschen Industrie*), c'est l'homologue de notre confédération du patronat français ;

la Fédération générale des Chambres de Commerce et d'Industrie ;

l'Association des groupements de recherches industriels ;

l'Union générale des Associations scientifiques et techniques ;

l'Association des Ingénieurs allemands ;

l'Union des industries du charbon et de l'acier ;

l'Union des mines de charbon

et même l'Union des banques.

En vous citant tous ces organismes, mon intention n'est certes pas de faire valoir l'importance de notre mission, mais de montrer tout l'intérêt que portent chez nos voisins aux questions universitaires les représentants de l'Industrie. Or celle-ci constitue, ne l'oublions pas, la fraction prépondérante de l'activité allemande et pèse, plus que chez nous sans doute, sur les décisions gouvernementales.

Voici, pour donner le ton de notre réunion de Cologne et même de tout le voyage, de brefs extraits d'une conférence du Directeur général Bergassenov Henrich Kost sur « l'Économie et l'Université ». Sans doute ses idées sont-elles celles de la plupart des Universitaires, en Allemagne comme en France ; leur intérêt tient à ce qu'elles étaient émises au nom des industriels allemands.

« Réfléchir aux rapports de l'économie et de la science, à ceux de l'argent et de l'esprit, n'est-ce pas le devoir urgent de tous ceux qui, refusant de vivre au jour le jour, échappent à l'illusion aussi douce que fatale de se représenter l'avenir sous l'aspect d'un présent prolongé ? Il n'est pas exagéré de prétendre que la solution au problème des relations entre patronat et Université est une question vitale pour l'unet l'autre.

Les jeunes gens qui sortent de l'Université doivent pouvoir faire face en experts aux exigences de leur profession et savoir avec autant d'habileté répondre à celles qui découlent de leur vocation de meneurs d'hommes. Ces dernières aptitudes, l'expérience ne nous l'apprend que trop, manquent totalement aux « virtuoses de la spécialisation ». La pédagogie universitaire ne tiendrait pas compte de ces exigences si elle se contentait du seul rôle de transmission de connaissances. Parce qu'elle est, dans son genre, le centre de formation culturelle le plus perfectionné qui soit, l'Université moderne a une très grande responsabilité en ce qui concerne la prospérité de l'État ; c'est elle, en effet, qui fournit à l'administration, à la vie intellectuelle, à l'économie, etc. ces jeunes équipes dont le savoir et la maturité intellectuelle sont finalement décisifs pour la structure de notre société. Mais surmener les chargés de cours et les étudiants, multiplier sans discernement le nombre de ceux-ci, mal combiner les programmes d'études, cela aboutirait à une véritable inflation universitaire, à une démonétisation, à une perte de la valeur au profit du nombre. »

L'Industrie allemande s'intéresse donc, d'une façon qu'on doit signaler, non seulement aux recherches, mais à l'Enseignement Supérieur (aussi bien, ajoutons-le, littéraire et même artistique que scientifique). Et elle veille à éviter une confusion redoutable entre le besoin évident d'un nombre accru d'exécutants qualifiés (pour la recherche comme pour la production) et celui d'un développement de cadres supérieurs que menacerait une certaine tendance actuelle vers des études trop faciles ou trop tôt spécialisées ; la spécialisation, l'Industrie est prête à la donner en grande partie elle-même, de même qu'elle assure une bonne part de la recherche technique.

Sur les *moyens* mis à la disposition de l'enseignement et de la recherche, le Directeur Kost dit encore : « Le partenaire État, avec ses 700 millions de marks, reste débiteur de la Science. Quant à l'Économie, en admettant même que l'on additionne en bloc les dépenses de toutes les entreprises pour les recherches appliquées, ainsi que les dons des milieux économiques pour la recherche désintéressée, on obtiendrait une dette telle que, s'il était permis de formuler en termes commerciaux les rapports entre l'esprit et l'argent, tout homme d'affaires tant soit peu honnête serait effrayé. »

***

Je ne chercherai pas à comparer les chiffres que je vous ai donnés et ceux qui pourraient concerner la France. En Allemagne, comme chez nous, il n'est guère facile de dire selon quelles proportions les crédits universitaires se partagent entre l'enseignement proprement dit, la recherche et la formation des chercheurs, ni quelle fraction des dépenses affectées aux recherches par l'Industrie (on les évalue généralement de 3 à 6 % du chiffre d'affaires) ou par les divers Ministères va en fait à des mises au point techniques ou à des utilisations « diverses ».

Mais nous avons enquêté de notre mieux sur la *rémunération du personnel* enseignant et chercheur, d'une part, son *recrutement* et sa *stabilité*, d'autre part. Il semble que les bourses d'étudiants et même de jeunes chercheurs soient parfois moindres que chez nous (100 à 200 marks par mois, mais la vie est moins chère). Les rémunérations d'assistants et chercheurs qualifiés seraient, pour les jeunes, assez modiques (500 marks ?), mais un peu plus élevées dans l'Université que dans l'Industrie. L'inégalité changerait de sens pour les moins jeunes (ce qui ne vous étonnera pas), les professeurs titulaires, relativement peu nombreux, ayant d'ailleurs en Allemagne une échelle de traitements plus étalée qu'en France.

La demande d'ingénieurs en nombre accru est, comme en France, marquée, mais bien plus, je crois, pour les ingénieurs non diplômés (on suggère d'en augmenter de 50 % la production annuelle) que pour les Akademiker ; pour ces derniers, les échanges entre Université et Industrie sont nombreux, et bien plus équilibrés qu'ils ne sont actuellement chez nous. Il est fréquent (et très avantageux pour tous) qu'une carrière scientifique oscille à plusieurs reprises d'un secteur à l'autre.

***

« La Science allemande, nous a-t-on dit, avait pris du retard moins par manque de ressources, pendant les années de guerre et celles qui ont précédé (« Qu'on regrette ou non, je cite, l'existence d'un programme d'armement, elle a toujours pour effet de faire attribuer à la Science des sommes importantes »), que par l'isolement dû à cette guerre et la méconnaissance des progrès réalisés hors d'Allemagne. Nous sommes en train de rattraper notre retard ». Il est difficile de dire si ce but est déjà atteint, mais clair que la vitesse de progression est grande.

Une opinion également répandue est que cet effort, qui nous paraît large, est encore très insuffisant. (« L'entretien des Instituts restera un problème difficile à résoudre pendant de longues années. Il se ramène en effet à financer, grâce aux ressources d'un pays de 40 à 50 millions d'habitants, des installations modernes ayant des qualités équivalentes à celles existant en Amérique ou en Russie, dont les revenus sont bien supérieurs. »)

Et, évoquant la Communauté économique européenne et aussi les projets d'échanges d'étudiants, qui sont à l'étude, on ajoutait : « Il devrait être possible d'unir nos forces encore plus étroitement et d'avoir des Instituts de recherche industrielle franco-allemands plutôt que des établissements séparés. »

Je ne puis omettre, en terminant, de dire quelle application cordiale nous avons rencontrée, dans tout notre voyage, non seulement pour nous accueillir et répondre à nos questions, mais aussi pour préparer un programme commun de développement européen. Plutôt que par une compétition où s'épuiseraient nos forces insuffisantes, n'est-ce pas, malgré de cruels souvenirs encore récents, dans une telle union que nous devons chercher à maintenir notre rang ? Sans doute, est-ce même plus aisé pour la Science que pour l'Économie. De toute façon, resserrer pour le bien de tous les liens entre l'Industrie et l'Université françaises apparaît actuellement une tâche urgente.

---

## SECTION D'OPTIQUE

### SÉANCE DU 15 MARS 1957

Présidence de M. Jacquinot

### (*) 1. — État de polarisation du rayonnement diffusé dans les milieux naturels (mer et atmosphère) ;

par Mlle J. Lenoble,
Laboratoire de Physique Appliquée du Muséum.

La diffusion joue un rôle primordial pour la pénétration du rayonnement dans les milieux naturels ; le bleu du ciel est dû à la diffusion du rayonnement du soleil par les molécules de l'air ; les nuages, le brouillard, la brume agissent essentiellement par la diffusion des gouttelettes d'eau qui les composent ; enfin, dans la mer, où l'absorption propre est importante, la diffusion par les particules reste un facteur essentiel, très variable suivant les eaux et commandant la répartition de la lumière bleue transmise. On sait depuis longtemps que le phénomène de diffusion modifie l'état de polarisation du rayonnement ; mais ce n'est que récemment depuis les travaux de Chandrasekhar [1], que l'on a entrepris l'étude complète de la polarisation de la lumière dans un milieu trouble.

Le milieu diffusant forme une couche plane et homogène recevant le rayonnement du soleil ; il est constitué de particules diffusantes distribuées au hasard et suffisamment espacées pour que les rayonnements diffusés par chaque particule soient considérés comme sans relation de phase entre eux et s'ajoutent. La luminance du rayonnement dans le milieu diffusant est régie par une équation de transfert intégro-différentielle et nous allons voir comment il est possible avec cette équation de tenir compte de l'état de polarisation du rayonnement.

Expression d'un rayonnement polarisé. — Pour représenter un rayonnement polarisé il faut, en plus de son intensité totale, trois paramètres caractérisant le pourcentage de lumière polarisée, le plan de polarisation et l'ellipticité. Les paramètres de Stokes, que nous allons définir, sont pour cela d'un emploi extrêmement pratique ; considérons la propagation d'une onde plane et, dans le plan d'onde, deux axes de référence perpendiculaires quelconques (e) et (r) ; décomposons le vecteur électrique $A\,\mathrm{e}^{i\omega t}$ suivant ces deux axes ; soient

$$A_e\,\mathrm{e}^{i\omega t}, \qquad A_r\,\mathrm{e}^{i\omega t}$$

les deux composantes, où $A_e$ et $A_r$ sont les amplitudes complexes, c'est-à-dire

$$A_e = a_e\,\mathrm{e}^{i\varepsilon_e}, \qquad A_r = a_r\,\mathrm{e}^{i\varepsilon_r},$$

si on veut mettre en évidence les amplitudes réelles et les phases. L'intensité correspondant à la vibration (e) sera $I_e = \overline{A_e A_e^*}$ (* désigne le complexe conjugué), à un facteur constant près dépendant des unités et que nous négligerons ; de même $I_r = \overline{A_r A_r^*}$. Les deux premiers paramètres de Stokes sont l'intensité totale et la différence des intensités suivant les deux axes :

$$I = I_e + I_r = \overline{A_e A_e^*} + \overline{A_r A_r^*},$$
$$Q = I_e - I_r = \overline{A_e A_e^*} - \overline{A_r A_r^*},$$

on y ajoute les paramètres

$$U = \overline{A_e A_r^*} + \overline{A_r A_e^*} = 2\,\overline{a_e a_r \cos(\varepsilon_e - \varepsilon_r)},$$
$$V = i(\overline{A_r A_e^*} - \overline{A_e A_r^*}) = 2\,\overline{a_e a_r \sin(\varepsilon_e - \varepsilon_r)}.$$

Ces paramètres de Stokes possèdent l'importante propriété d'additivité quand on superpose des faisceaux indépendants, c'est-à-dire n'ayant aucune relation de phase constante entre eux.

Pour de la lumière naturelle $I_e = I_r = I/2$, donc $Q = 0$ et, les deux vibrations étant incohérentes, $U = V = 0$. La lumière polarisée est caractérisée par le fait que la différence des phases et le rapport des amplitudes des deux composantes sont constants $\varepsilon_e - \varepsilon_r = \delta$ et $a_e/a_r = k$ ; en utilisant ces relations dans l'expression des produits moyens, il est facile de montrer que $Q^2 + U^2 + V^2 = I^2$. Si on veut caractériser la lumière elliptique par l'angle $\varphi$ de son grand axe avec l'axe (e) et par l'ellipticité, $\operatorname{tg} \beta$ étant le rapport des axes, on trouve facilement les expressions de $A_e$ et $A_r$ en fonction de $\varphi$ et de $\beta$ ; on en déduit

$$Q = I \cos 2\varphi \cos 2\beta,$$

$$U = I \sin 2\varphi \cos 2\beta = Q \operatorname{tg} 2\varphi,$$

$$V = I \sin 2\beta = Q \sec 2\varphi \operatorname{tg} 2\beta ;$$

la lumière polarisée linéairement est donc caractérisée par $V = 0$.

Une lumière quelconque, donnée par ses paramètres de Stokes $I$, $Q$, $U$, $V$, peut être considérée comme la somme d'une lumière polarisée de paramètres $i = (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}$, $Q$, $U$, $V$ et d'une lumière naturelle de paramètres $I - i$, 0, 0, 0 ; on a donc immédiatement le taux de polarisation et, d'après les relations ci-dessus, la position du plan de polarisation et l'ellipticité.

L'ensemble des quatre paramètres de Stokes $I$, $Q$, $U$, $V$ ou l'ensemble équivalent $I_e$, $I_r$, $U$, $V$ peut être considéré comme une matrice à une colonne ; on emploie le plus souvent la matrice $\mathcal{I} = \begin{bmatrix} I_e \\ I_r \\ U \\ V \end{bmatrix}$ qui se révèle plus pratique dans les calculs. Les paramètres de Stokes étant définis à partir du vecteur électrique de l'onde, à chaque grandeur photométrique classique, intensité, luminance, éclairement, ..., correspond une matrice de ce type. La matrice dépend des axes (e, r) choisis dans le plan d'onde ; si on veut rapporter la matrice à de nouveaux axes (e′, r′) faisant un certain angle $\psi$ avec les premiers, les vecteurs $A'_e$ et $A'_r$ se déduisent de $A_e$ et $A_r$ par une transformation linéaire ; la matrice $\mathcal{I}'$ s'obtient donc en multipliant $\mathcal{I}$ par une matrice $L(\psi)$ facile à obtenir :

$$\mathcal{I}' = \begin{bmatrix} \cos^2 \psi & \sin^2 \psi & (1/2) \sin 2\psi & 0 \\ \sin^2 \psi & \cos^2 \psi & -(1/2) \sin 2\psi & 0 \\ -\sin 2\psi & \sin 2\psi & \cos 2\psi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \mathcal{I}.$$

Matrices de diffusion. — Considérons une particule diffusante qui reçoit un éclairement $E$ et diffuse l'intensité $I = f(\Theta)\, E$ dans la direction faisant l'angle $\Theta$ avec la direction d'incidence (*fig.* 1) ; le plan de diffusion est le plan défini par la direction d'incidence et la direction de diffusion. Pour le plan d'onde incident, nous prendrons l'axe (e) contenu dans le plan de diffusion et l'axe (r) perpendiculaire à ce plan ; de même pour le plan d'onde diffusé, nous prendrons les axes (e′) dans le plan de diffusion et (r′) perpendiculaire. En écrivant l'action de la diffusion sur les deux composantes (e, r) du rayonnement incident, on obtient immédiatement les deux composantes de l'onde diffusée suivant les axes (e′) et (r′). Si on rapporte la matrice éclairement incident $\mathcal{E}$ aux axes (e, r) et la matrice intensité diffusée $\mathcal{I}$ aux axes (e′, r′), on sait donc déduire chaque terme de la deuxième par une relation linéaire à partir des termes de la première ; on peut alors écrire la relation classique en remplaçant le coefficient de diffusion par une matrice de diffusion : $\mathcal{I} = S(\Theta)\, \mathcal{E}$.

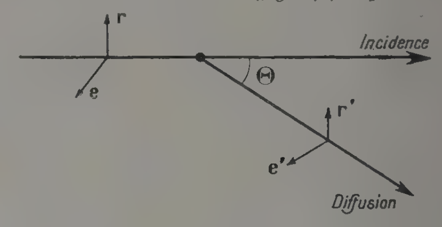



Fig. 1.

Pour la diffusion moléculaire suivant la loi de Rayleigh, les résultats sont bien connus et nous nous contenterons de donner la forme de la matrice de diffusion ; pour une molécule anisotrope :

$$S(\Theta) = \frac{3k}{8\pi} \frac{2-\rho}{2+\rho} \begin{bmatrix} \cos^2 \Theta + \dfrac{\rho}{2-\rho} \sin^2 \Theta & \dfrac{\rho}{2-\rho} & 0 & 0 \\ \dfrac{\rho}{2-\rho} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \dfrac{2(1-\rho)}{2-\rho} \cos \Theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dfrac{2(1-2\rho)}{2-\rho} \cos \Theta \end{bmatrix} ;$$

pour une molécule isotrope $\rho = 0$ :

$$S(\Theta) = \frac{3k}{8\pi} \begin{bmatrix} \cos^2 \Theta & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \Theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cos \Theta \end{bmatrix},$$

où $k$ est le coefficient d'absorption apparente par diffusion.

La diffusion par des petites sphères diélectriques de dimension appréciable par rapport à la longueur d'onde a été étudiée par Mie et présente une grande importance par suite de son application aux gouttelettes

d'eau de la brume. Si nous appelons $S_1$ et $S_2$ les fonctions classiques de Mie données par des séries, la matrice de diffusion de Mie a la forme suivante :

$$S(\Theta) = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \times$$

$$\times \begin{bmatrix} s_2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & s_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & s_1 s_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1) & -s_1 s_2 \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \\ 0 & 0 & s_1 s_2 \sin(\varphi_2 - \varphi_1) & s_1 s_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \end{bmatrix},$$

avec

$$S_1 = s_1 e^{i\varphi_1}$$

$$= \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ A_n \pi_n + B_n[x\pi_n - (1 - x^2)\,\pi'_n] \right\}, \qquad i_1 = s_1^2 ;$$

$$S_2 = s_2 e^{i\varphi_2}$$

$$= \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ A_n[x\pi_n - (1 - x^2)\,\pi'_n] + B_n \pi_n \right\}, \qquad i_2 = s_2^2.$$

L'expression matricielle permet de voir immédiatement l'action d'une diffusion sur la polarisation : pour une lumière incidente naturelle $E_e = E_r$ et $E_U$, $E_V$ sont nuls ; $I_U = I_V = 0$, mais $I_e$ est différent de $I_r$ ; la lumière est partiellement polarisée linéairement dans le plan de diffusion ou perpendiculairement à ce plan. Si la lumière incidente est polarisée linéairement dans le plan de diffusion ou perpendiculairement à ce plan, la lumière diffusée garde le même état de polarisation ; mais si la lumière incidente est polarisée linéairement dans toute autre direction $E_U$ n'est pas nul, donc $I_V$ n'est pas nul ; la lumière diffusée est elliptique. Ce fait qu'on puisse obtenir de la lumière elliptique à partir de lumière incidente polarisée linéairement est caractéristique de la diffusion par les grosses particules et constitue une des différences remarquables avec la diffusion moléculaire.

Dans les brouillards réels il existe des gouttelettes de diverses dimensions, dont les actions polarisantes sont différentes et peuvent sans doute se compenser dans certains cas ; à titre d'exemple, la figure 2 montre le pourcentage de lumière polarisée en fonction de la direction de diffusion, dans le cas d'une lumière incidente naturelle et pour deux dimensions de gouttes, les valeurs négatives correspondant à une polarisation dans le plan de diffusion et les valeurs positives à une polarisation perpendiculaire.

Enfin, si on imaginait un milieu diffusant ne modifiant pas l'état de polarisation du rayonnement, il serait entièrement caractérisé par son coefficient de diffusion $f(\Theta)$ et la matrice de diffusion s'obtiendrait simplement en multipliant ce coefficient par la matrice unité :

$$S(\Theta) = f(\Theta) \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

Polarisation du rayonnement dans un milieu diffusant. — Quand le rayonnement du soleil pénètre dans un milieu diffusant, atmosphère ou mer, et y subit des diffusions multiples, la luminance dans ce milieu est régie par l' « équation de transfert » qui s'obtient en ajoutant des faisceaux incohérents ; étant

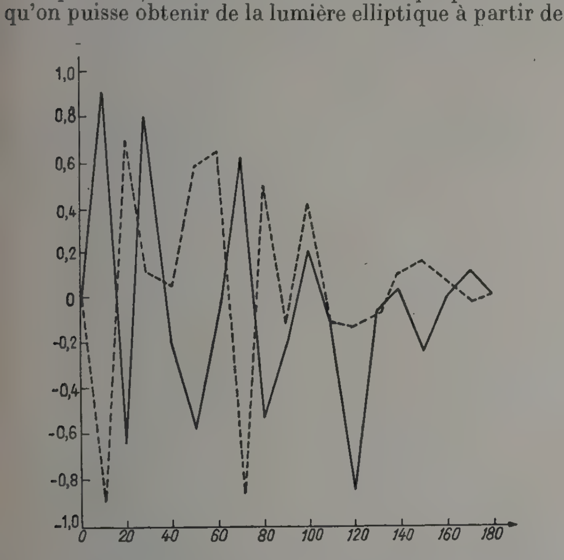



Fig. 2. — *Proportion de lumière polarisée dans la diffusion d'une lumière naturelle par une grosse goutte* (théorie de Mie).
$\Theta$, angle entre la direction de diffusion et la direction d'incidence ; $\alpha = 2\pi r/\lambda$, où $\lambda$ est la longueur d'onde de la lumière et $r$ le rayon de la goutte ; $I_e$, intensité de la vibration dans le plan de diffusion ; $I_r$, intensité de la vibration perpendiculaire. En abscisse, $\pi - \Theta$ en degrés ; en ordonnée $(I_r - I_e)/(I_r + I_e)$.
——————— $\alpha = 25$ ; - - - - - - - - - - $\alpha = 40$.

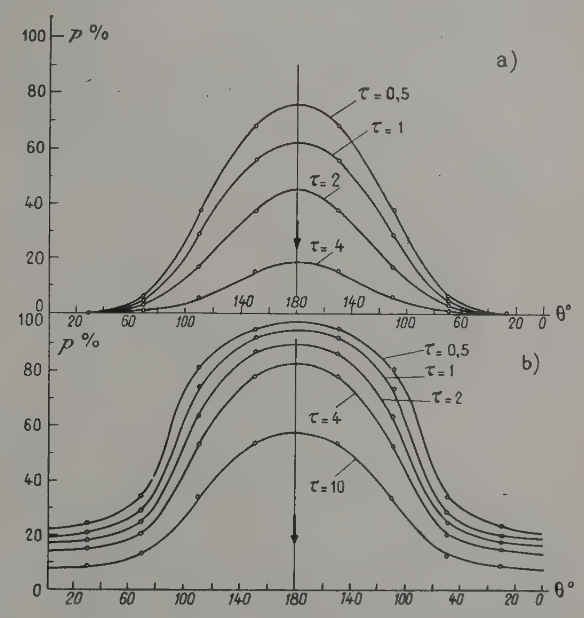



Fig. 3. — *Dépolarisation du rayonnement dans une couche diffusante.*
Rayonnement incident perpendiculaire à la couche entièrement polarisé. Diffusion ne polarisant pas. $p$, taux de polarisation ; $\theta$, angle avec la verticale ascendante ; $\tau$, densité optique népérienne au-dessus du point considéré ; a) milieu sans absorption propre ; b) milieu avec absorption propre moitié de l'absorption par diffusion.

donnée l'additivité des paramètres de Stokes, on obtiendrait donc exactement la même équation en remplaçant la luminance totale par la matrice luminance et, bien entendu, le coefficient de diffusion par la matrice de diffusion. Une seule difficulté se pose, qui est de bien choisir les axes (e) et (r) du plan d'onde auxquels sont rapportées les matrices, et évidemment de ramener aux mêmes axes toutes les matrices que l'on ajoute.

Des résultats importants ont déjà été obtenus par cette méthode ; en particulier, dans le cas de la diffusion moléculaire, Chandrasekhar et d'autres auteurs ont pu trouver pour la polarisation du ciel des résultats qui présentent un accord remarquable avec les données expérimentales.

La figure 3 rappelle les résultats d'une autre application de cette méthode [2], dans le cas où l'on considère une diffusion ne modifiant pas l'état de polarisation du rayonnement ; la couche diffusante reçoit normalement un rayonnement polarisé linéairement ; le rayonnement diffusé est progressivement dépolarisé par suite des diffusions multiples et sur la figure 3 on a porté le taux de polarisation $p$ en fonction de l'angle $\theta$ avec la verticale à diverses profondeurs optiques $\tau$ dans le milieu diffusant. Dans le cas d'un milieu sans absorption propre (*fig.* 3a), la lumière diffusée vers l'arrière est presque immédiatement dépolarisée, alors que vers l'avant la polarisation ne tombe à 20 % que pour $\tau$ de l'ordre de 4 ; pour un milieu ayant une absorption propre moitié de l'absorption apparente par diffusion (*fig.* 3b), la dépolarisation est beaucoup plus lente et pour $\tau = 10$, la polarisation vers l'avant est encore de presque 60 %.

L'utilisation de cette équation de transfert en notation matricielle conduit évidemment à des calculs un peu plus longs que l'équation algébrique ordinaire, mais elle représente certainement actuellement le moyen le plus pratique et le plus élégant pour tenir compte de la polarisation du rayonnement dans un milieu diffusant.

[1] Chandrasekhar (S.), Radiative transfer, Clarendon Press, Oxford, 1950.
[2] Lenoble (M^lle J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1865.

## 2. — Contribution à l'étude des propriétés optiques de l'eau de mer, en Bretagne et en Corse, et à la théorie de la polarisation sous-marine ;

par M. A. Ivanoff,
Professeur à l'École Supérieure de Physique et de Chimie, Sous-Directeur au Muséum National d'Histoire Naturelle.

Nous avons poursuivi à Roscoff et sur la côte ouest de la Corse l'étude de la transparence de l'eau de mer et de la polarisation du résidu sous-marin de lumière du jour, par les méthodes déjà utilisées antérieurement dans la rade de Villefranche.

Les eaux corses sont plus transparentes que celles de la rade de Villefranche pour les radiations bleues et violettes. Elles diffèrent peu des eaux océaniques les plus limpides, leur facteur de transmission par mètre atteignant 0,97 à 475 mμ. A Roscoff, la diminution de transparence est relativement faible pour les longueurs d'onde supérieures à 550 mμ, mais s'accentue rapidement dans le bleu et dans le violet, le coefficient d'extinction devenant plus de 4,5 fois plus grand que celui relatif aux eaux corses. Quant au coefficient d'absorption totale, mesuré à Roscoff par la méthode de l'écran noir, il est environ 4,4 fois plus grand que le coefficient d'extinction.

En ce qui concerne la polarisation du résidu sous-marin de lumière du jour, il est établi qu'elle est maximum dans les directions sensiblement normales à la direction apparente du soleil au sein de la mer. Dans les eaux assez troubles de la région de Roscoff, le facteur de polarisation sous-marine atteint 20 % par ciel couvert, 30 % environ par ciel bleu et à faible profondeur.

Abstraction faite de l'influence de la polarisation du ciel (qui complique les phénomènes pour les directions de visée orientées vers la surface de la mer et comprises en gros dans un cône dont le demi-angle au sommet est égal à l'angle de réflexion totale), les variations du facteur de polarisation sous-marine avec l'état du ciel, avec la profondeur et avec la longueur d'onde s'expliquent, pour une eau de mer donnée, par les variations correspondantes de la répartition angulaire de l'éclairage sous-marin. Un calcul approché de l'influence de l'ouverture du faisceau incident sur le facteur de polarisation de la lumière diffusée conduit à des résultats du même ordre que ceux observés dans la mer.

D'une eau de mer à une autre, interviennent de plus la nature, la concentration et la grosseur des particules en suspension. La turbidité de l'eau diminuant simultanément la directivité de l'éclairage sous-marin et le facteur de polarisation correspondant à un faisceau incident parallèle, nous pensons que la mesure du facteur de polarisation sous-marine constituerait une méthode particulièrement sensible pour distinguer les unes des autres les eaux de mer très limpides.

## 3. — Résultats récents concernant les couches minces ;

par M. F. Abelès,
Institut d'Optique, Paris.

1. La première partie de cette communication était consacrée à la description de certaines propriétés des milieux stratifiés présentant un plan de symétrie. Un résumé succinct des principaux résultats obtenus a paru depuis dans *Optica Acta*, 1957, **4**, 42.

2. Résultats de recherches entreprises en collaboration avec M^lle G. Maurel en vue de réaliser à l'aide de couches minces non absorbantes d'indices alternativement haut et bas des surfaces réfléchissant fortement dans un domaine spectral aussi étendu que possible. Ces recherches se sont soldées par un demi-échec. En effet, nous avons mis au point des relations algébriques approchées, dont l'intérêt s'est révélé très limité. Force nous fut d'effectuer des calculs numériques, qui ont été assez longs, mais qui nous ont montré que la voie dans laquelle nous nous étions engagés était bonne. Malheureusement, il est impossible sans l'aide d'une calculatrice électronique de trouver la meilleure solution au problème que nous nous étions posé. Des essais de réalisation de telles combinaisons seront entrepris prochainement.

**(*) 4. — Étude et réalisation d'une lame demi-onde en utilisant les propriétés des couches minces ;**

par M. P. Lostis,
Institut d'Optique, Paris.

Nous entendons par lame demi-onde un système produisant un déphasage de $\pi$ entre la vibration située dans le plan d'incidence et celle située dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence.

Un tel système était jusqu'à présent réalisé par des matières plastiques ou du mica ; l'inconvénient d'un tel système est que ce déphasage varie comme l'inverse de la longueur d'onde. On obtient donc pratiquement une lame demi-onde pour une longueur d'onde.

Nous nous proposons d'étudier et de réaliser une lame demi-onde par réflexion en déposant sur la face hypoténuse d'un prisme à réflexion totale d'indice $n_0$ une couche mince interférentielle d'indice $n_1$ et d'épaisseur $d$ (*fig.* 1). Nous montrerons comment on peut

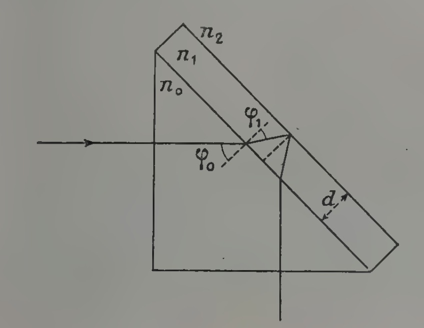



Fig. 1.

déterminer les caractéristiques de la couche pour obtenir un déphasage de $\pi$ entre les deux vibrations. Nous verrons que, dans ce cas, le déphasage varie peu avec la longueur d'onde.

Pour la vibration perpendiculaire au plan d'incidence, une couche mince peut être représentée mathématiquement par la matrice suivante :

$$\begin{bmatrix} \cos\beta & \frac{i}{Y}\sin\beta \\ iY\sin\beta & \cos\beta \end{bmatrix} \simeq \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}.$$

L'expression complexe du rapport des amplitudes des ondes réfléchie et incidente s'écrit

$$r_\perp = \frac{Y_0(m_{11} + Y_2 m_{12}) - (m_{21} + Y_2 m_{22})}{Y_0(m_{11} + Y_2 m_{12}) + (m_{21} + Y_2 m_{22})}. \qquad (1)$$

Pour la vibration dans le plan d'incidence, il suffit de remplacer $Y$ par $Z$.

Nous avons posé :

$$Y_0 = n_0 \cos\varphi_0, \qquad Y_1 = n_1 \cos\varphi_1,$$

$$Y_2 = n_2 \cos\varphi_2 = i\sqrt{n_0^2 \sin^2\varphi_0 - n_2^2} = i\gamma,$$

$$Z_0 = n_0/\cos\varphi_0, \qquad Z_1 = n_1/\cos\varphi_1,$$

$$Z_2 = n_2/\cos\varphi_2 = -i\frac{n_2^2}{\gamma}, \qquad \beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 d \cos\varphi_1,$$

où $\varphi_0$, $\varphi_1$ et $\varphi_2$ sont les angles d'incidence dans les milieux d'indices $n_0$, $n_1$ et $n_2$ respectivement (*fig.* 1).

On déduit de (1) que

$$r_\perp = \frac{Y_0\left(1 - \frac{\gamma}{Y_1}\operatorname{tg}\beta\right) - i(Y_1 \operatorname{tg}\beta + \gamma)}{Y_0\left(1 - \frac{\gamma}{Y_1}\operatorname{tg}\beta\right) + i(Y_1 \operatorname{tg}\beta + \gamma)},$$

$$r_{\parallel} = \frac{Z_0\left(1 + \frac{n_2^2}{\gamma Z_1}\operatorname{tg}\beta\right) - i\left(Z_1 \operatorname{tg}\beta - \frac{n_2^2}{\gamma}\right)}{Z_0\left(1 + \frac{n_2}{\gamma Z_1}\operatorname{tg}\beta\right) + i\left(Z_1 \operatorname{tg}\beta - \frac{n_2^2}{\gamma}\right)},$$

où $r_{\parallel}$ est l'analogue de $r_\perp$, mais pour une vibration située dans le plan d'incidence. On remarquera que les modules de $r_\perp$ et $r_{\parallel}$ sont égaux à 1. Le facteur de réflexion est donc égal à l'unité.

L'argument de ces expressions s'écrit

$$\operatorname{tg}\frac{\delta_\perp}{2} = \frac{-(Y_1 \operatorname{tg}\beta + \gamma)}{Y_0\left(1 - \frac{\gamma}{Y_1}\operatorname{tg}\beta\right)},$$

$$\operatorname{tg}\frac{\delta_{\parallel}}{2} = \frac{-\left(Z \operatorname{tg}\beta - \frac{n_2^2}{\gamma}\right)}{Z_0\left(1 + \frac{n_2^2}{\gamma Z_1}\operatorname{tg}\beta\right)}.$$

Pour obtenir un déphasage de $\pi$ entre les vibrations parallèle et perpendiculaire, il faut que nous ayons

$$\operatorname{tg}\frac{\delta_\perp}{2}\operatorname{tg}\frac{\delta_{\parallel}}{2} = -1,$$

ce qui conduit à une équation de la forme

$$A \operatorname{tg}^2\beta + B \operatorname{tg}\beta + C = 0, \qquad (2)$$

où

$$A = n_1^2 - \left(\frac{n_0 n_2}{n_1}\right)^2,$$

$$B = \frac{\gamma}{n_1 \cos\varphi_1}(n_1^2 - n_0^2) + \frac{n_1 \cos\varphi_1}{\gamma}\left[\left(\frac{n_0 n_2}{n_1}\right)^2 - n_2^2\right],$$

$$C = n_0 - n_2^2.$$

Nous ne considérons que le cas où le prisme est dans l'air ($n_2 = 1$). La condition suffisante pour que l'équation (2) ait des racines réelles est difficilement réalisable.

En étudiant la condition nécessaire d'existence de ces racines, nous trouvons

$$n_0 \leqslant 1{,}46, \qquad n_1 \geqslant 2{,}6.$$

En prenant les valeurs limites, nous trouvons dans ce cas que l'épaisseur optique de la couche est égale à $\lambda/11$.

La variation du déphasage en fonction de la longueur d'onde entre 4 000 et 7 000 Å est de $\pm\ \lambda/50$.

Bien entendu, les facteurs de réflexion $|r_\perp|^2$ et $|r_{\parallel}|^2$ restent égaux à l'unité quelle que soit la longueur d'onde $\lambda$.

Nous avons pu réaliser une telle lame demi-onde en déposant une couche de titane oxydé d'épaisseur optique $\lambda/11$ pour l'incidence $\varphi_0 = 45°$ sur la face hypoténuse d'un prisme à réflexion totale en silice fondue.

Si au lieu de déposer une couche nous en déposons deux, nous constatons que le déphasage varie très rapidement avec la longueur d'onde.

Il serait dommage de limiter cette méthode à la réalisation d'une lame demi-onde. En effet, il est possible d'obtenir un déphasage quelconque fixé à priori en déterminant en conséquence les caractéristiques de la couche et l'indice du prisme ; en particulier on pourrait réaliser une lame quart d'onde et un système produisant un déphasage nul. Nous étudions actuellement ce problème.

En terminant, je tiens à remercier très vivement M. Abelès pour ses conseils concernant le présent travail.

## SECTION SUD-OUEST
*(Bordeaux)*

### SÉANCE DU 20 DÉCEMBRE 1956

### (*) 1. — Polarimètre hertzien pour la bande des 10 000 MHz. Hystérésis de dichroïsme circulaire d'un ferrite ;

par M. R. Servant.

L'auteur présente le polarimètre qui a été monté au laboratoire pour les mesures dans la bande des 10 000 MHz.



Fig. 1.

Il comprend (*fig.* 1) un boîtier de klystron, avec klystron 723 AB, un atténuateur et un ondemètre (Amep), une transition guide rectangulaire-guide circulaire analogue à celles déjà étudiées au laboratoire [1] et une série de tronçons de guide circulaire (de 30 mm de diamètre intérieur) comprenant un atténuateur tournant, un élément pour l'expérimentation — entouré ici d'un solénoïde pour les études d'effet Faraday — un biréfringent quart d'onde, amovible, à section médiane elliptique, analogue à ceux déjà réalisés au laboratoire [2], une sonde analyseur tournante avec son cercle gradué et une terminaison absorbante.

La sonde tournante, munie d'un détecteur 1N 23B, est directement branchée à un galvanomètre (Sefram). Les pointés s'effectuent en tournant la sonde de manière à annuler le courant dans le cas des vibrations totalement polarisées ou à le rendre minimum dans le cas d'une vibration elliptique. Dans ce dernier cas, le rapport $i/I$ des courants minimum et maximum donne le carré de l'ellipticité (la réponse du détecteur étant quadratique). Cette ellipticité peut être mesurée directement en mettant en jeu le quart d'onde. Cette technique a déjà été utilisée au laboratoire pour l'étude de l'effet Cotton hertzien [3]. Elle a surtout l'avantage de permettre de préciser le signe de l'ellipticité.

*Mesures sur un ferrite.* — L'auteur rapporte, à titre d'exemple, les mesures effectuées sur un échantillon de ferroxcube 4B. Elles ont été suggérées par un travail récent de F. Mayer [4] mettant en évidence l'hystérésis de rotation Faraday et l'hystérésis de pertes d'insertion de certains ferrites. Il a paru intéressant à l'auteur de mettre en évidence l'hystérésis d'ellipticité accompagnant directement l'effet Faraday. Les figures 2 et 3 donnent, pour le même barreau (nu) de ferroxcube 4B

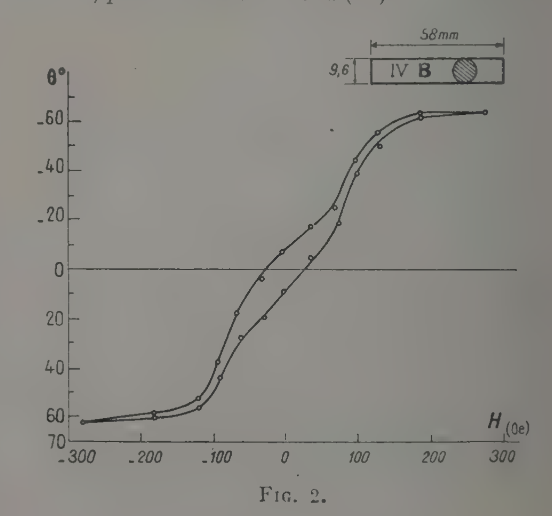



Fig. 2.

de 9,6 mm de diamètre et 58 mm de longueur, les rotations Faraday et les rapports $i/I$ mesurant les carrés des ellipticités (ici de même sens que les courants

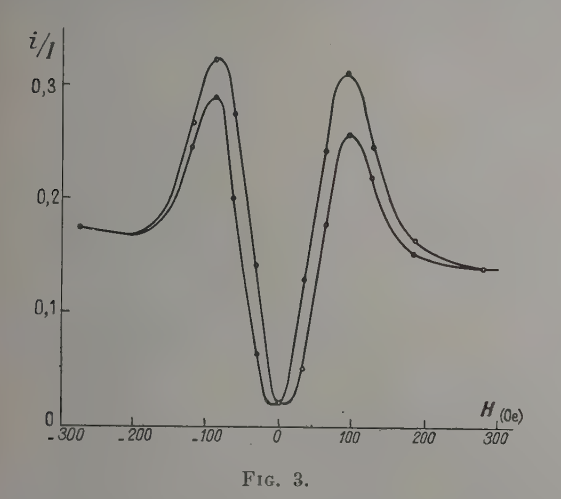



Fig. 3.

magnétisants, comme le montrent les mesures au quart d'onde).

[1] Servant (R.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 99 S.
[2] Charru (A.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 101 S.
Loudette (P.), Thèse, Bordeaux, 1956.
Servant (R.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 3 S.
[3] Servant (R.), Loudette (P.) et Charru (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 1978.
[4] Mayer (F.), *Cahiers de Physique*, 1955, **9**, n° 62, 38 ; *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 81.

## 2. — Montage photoélectrique à grande sensibilité pour la mesure de la dispersion rotatoire magnétique à l'aide de champs alternatifs très faibles ;

par M. J. Breton.

Plusieurs auteurs ont récemment proposé de nouvelles méthodes de mesures polarimétriques, destinées à accroître la commodité et la précision des procédés classiques [1]. L'essentiel de ces méthodes consiste à moduler extérieurement le faisceau polarisé traversant la substance à étudier et à substituer à l'œil soit une photocellule ordinaire, soit un tube à multiplicateurs d'électrons.

J'ai été amené à construire, au Laboratoire de Spectropolarimétrie, un dispositif permettant des mesures de rotations magnétiques d'une grande précision, avec des champs alternatifs très faibles ; une description sommaire en a déjà été donnée [2].

Principe du montage (*fig.* 1 et 2). — C'est un champ magnétique *alternatif* qui réalise à la fois la rotation du vecteur lumineux et la modulation, entre analyseur et polariseur croisés, du faisceau issu d'une source continue. Le fonctionnement du dispositif est le suivant (*fig.* 1 et 2) : la cuve (1), remplie du liquide à étudier (de constante de Verdet $\Lambda$) est soumise au champ magnétique alternatif $H$, créé par la bobine $B_1$ parcourue par le courant alternatif $I_0 + I$ ; à un instant donné, la vibration lumineuse issue de la cuve (1) a tourné d'un certain angle $\alpha$, tel que

$$\alpha = \Lambda(I_0 + I) \int F \, dl,$$

où $F$ est le « facteur de forme » de la bobine $B_1$.

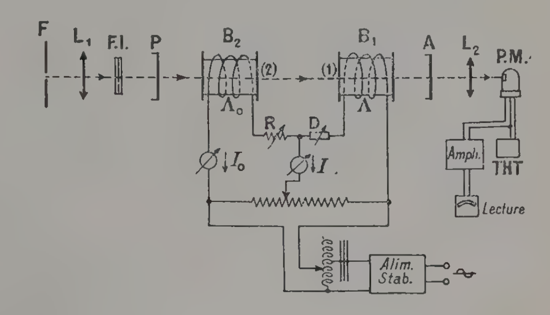



Fig. 1.

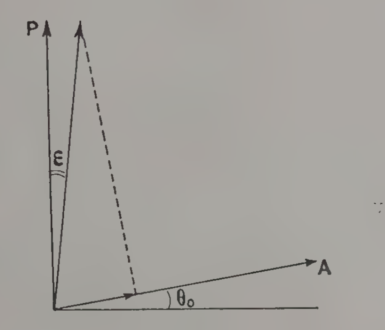



Fig. 2.

La seconde cuve (2), remplie d'eau pure (de constante de Verdet $\Lambda_0$), est soumise au même instant au champ magnétique alternatif $H_0$ créé par la bobine $B_2$ parcourue par le courant alternatif $I_0$ (les bobines $B_1$ et $B_2$ sont identiques, mais parcourues par des courants de sens inverses) ; à cet instant, le vecteur lumineux sortant de la seconde cuve a donc tourné de $-\alpha_0$, tel que

$$\alpha_0 = \Lambda_0 I_0 \int F \, dl.$$

La rotation résiduelle $\varepsilon = \alpha - \alpha_0$ s'écrit

$$\varepsilon = \alpha - \alpha_0 = \left[\Lambda\left(1 + \frac{I}{I_0}\right) - \Lambda_0\right] \int H_0 \, dl.$$

Mais $H_0$ est un champ alternatif de la forme

$$H_0 = \mathcal{H}_0 \cos \omega t \,;$$

on a donc

$$\varepsilon = \left\{ \left[\Lambda\left(1 + \frac{I}{I}\right) - \Lambda_0\right] \int \mathcal{H}_0 \, dl \right\} \cos \omega t.$$

Polariseur et analyseur faisant entre eux un angle

égal à $(\pi/2) - \theta_0$, le flux reçu par le photomultiplicateur a pour valeur

$$\Phi = \Phi_0 \sin^2 \theta_0 + \\ + \Phi_0 \left\{ \left[ \Lambda \left( 1 + \frac{I}{I_0} \right) - \Lambda_0 \right] \sin 2\theta_0 \cos \omega t \right\} \int \mathcal{H}_0 \, dl.$$

On obtient donc à la sortie du photomultiplicateur un courant comportant : une composante continue porportionnelle à $\Phi_0 \sin^2 \theta_0$, qui sera éliminée (mais cependant sera cause d'une grande partie du bruit de fond), et une composante de même pulsation $\omega$ que le courant traversant les bobines, qu'on amplifiera dans un dispositif électronique accordé sur $\omega$. Cette composante alternative, variant proportionnellement à $\varepsilon = \alpha - \alpha_0$, sera nulle lorsque $\varepsilon$ sera nul et la réponse de l'amplificateur passera par un minimum à cause du bruit de fond.

On repèrera ainsi l'égalité des rotations $\alpha$ et $-\alpha_0$ en faisant varier $I$ jusqu'à ce que la réponse de l'appareil de mesure soit réduite au seul bruit de fond de l'ensemble de l'appareillage.

Nous pourrons alors calculer la valeur de la constante de Verdet recherchée, pour la radiation utilisée,

$$\Lambda = \frac{\Lambda_0}{1 + (I/I_0)}.$$

Réalisation expérimentale. — 1. *Montage optique* (*fig.* 1). — La source lumineuse est une lampe de cinéma à filament compact chauffé sous 10 V, 7,5 A en courant continu prélevé sur une batterie d'accumulateurs. Elle éclaire (à travers un condenseur) une fente-source F dont la lentille $L_1$ donne une image à l'infini. Le monochromateur est constitué par un jeu de filtres interférentiels F. I. placés normalement au faisceau parallèle issu du collimateur. La bande passante de chacun des filtres a été contrôlée photographiquement. On doit toutefois adjoindre au filtre 4 200 Å une cuve à $CuSO_4$. Polariseur P et analyseur A sont en feuille « Polaroïd ». Les cuves destinées à contenir le liquide à étudier et l'eau pure sont en verre pyrex à glaces soudées ; leur longueur est de 150 mm. Deux tubulures permettent d'en effectuer très simplement le remplissage et le vidage.

Une dernière lentille $L_2$, placée à la suite du polaroïd analyseur A, forme sur la photocathode du multiplicateur d'électrons l'image de la fente-source F.

2. *Montage électrique* (*fig.* 1 et 3). — Il comporte deux ensemble séparés et complètement autonomes :

les bobines, avec alimentations et réglages ;

le multiplicateur d'électrons et l'ensemble électronique.

a) *Les bobines et leurs accessoires.* — Les bobines utilisées ont 100 mm de longueur, 50 mm de diamètre et comportent chacune 5 000 tours de fil 30/100.

La différence de potentiel magnétique, obtenue aux extrémités de l'une des cuves, pour $I = 0{,}1$ A, a pour valeur

$$\int \mathcal{H}_0 \, dl = 564 \text{ uém CGS}.$$

Les bobines, ainsi que les rhéostats de réglage et les appareils de mesure, sont alimentés en courant alternatif par un montage en pont (*fig.* 1).

Ce pont est alimenté par un autotransformateur à curseur permettant un réglage rapide du courant. Cet autotransformateur constitue la charge d'une alimentation stabilisée électronique (Vedoveli) destinée à absorber les fluctuations du secteur. Une bobine supplé-

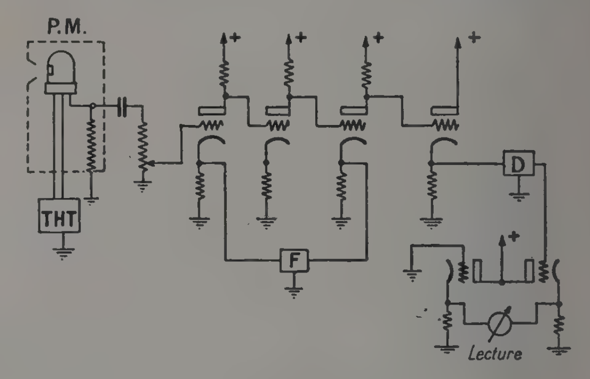



Fig. 3.

mentaire D, à noyau de ferrite réglable, peut être insérée dans le circuit de l'une des bobines $B_1$, $B_2$ et réaliser l'égalité rigoureuse de phase des courants $I_0$ et $I_0 + I$, indispensable à la compensation des rotations.

b) *L'ensemble électronique de mesure.* — Un multiplicateur d'électrons (1 P 21) reçoit le faisceau lumineux utile. La composante alternative est appliquée à l'entrée d'un amplificateur sélectif accordé sur la pulsation $\omega$. Un pont à tubes électroniques associé à un voltmètre sensible permet alors de mesurer la tension ainsi amplifiée. Cette tension passera par un minimum, correspondant au seul bruit de fond de l'appareil, lorsque les rotations dans les deux cuves seront exactement compensées.

Le multiplicateur d'électrons est alimenté par une batterie d'accumulateurs ; la tension appliquée à l'ensemble des dynodes peut varier entre 600 et 1 100 V, selon la sensibilité désirée. Une alimentation stabilisée (Ribet-Desjardins) fournit à l'amplificateur les hautes tensions nécessaires.

Pour la pulsation $\omega$, le gain de l'amplificateur est de 75 dB ; la bande passante est de 1,1 Hz à — 6 dB et l'atténuation de 38 dB pour $\omega/2$ et $2\omega$. Enfin le bruit de fond à l'entrée de l'amplificateur (pour la pulsation $\omega$) est de l'ordre de 100 $\mu$V (bruit dû à l'émission aléatoire de la photocathode éclairée par la seule composante continue $\Phi_0 \sin^2 \theta_0$).

*Précision des mesures.* — Les rotations que l'on équilibre sont généralement de l'ordre de 500″ ; la compensation peut être obtenue à mieux que 0,1″ près. La principale cause d'erreur réside dans la lecture des appareils de mesure des courants alternatifs $I_0$ et $I_0 + I$ ; finalement, *la constante de Verdet cherchée* $\Lambda$ *peut être connue à mieux que* 0,5 % *près.*

L'utilisation des filtres interférentiels permet de tracer la courbe de dispersion rotatoire magnétique de la substance étudiée, la courbe correspondante pour l'eau pure ayant été établie par plusieurs auteurs [3].

*Correction due aux glaces de fermeture.* — Lorsque les courants traversant les bobines $B_1$ et $B_2$ sont nota-

blement différents, l'expression donnant Λ doit comporter une correction tenant compte de la rotation due aux glaces des deux cuves (les rotations respectives devenant alors nettement inégales). Cette correction a été calculée lors d'une série d'expériences préliminaires et l'expression de Λ devient alors

$$\Lambda = \frac{\Lambda_0}{1 + (kI/I_0)}, \qquad \text{avec ici } k = 1{,}004\ 4.$$

Résultats des mesures. — J'ai tracé, par la méthode exposée ci-dessus, les courbes de dispersion rotatoire magnétique des substances suivantes : méthanol, éthanol, benzène, acétone. Ces quatre substances ont fait l'objet d'une purification très soignée, effectuée au Laboratoire de Chimie organique de la Faculté des Sciences.

Les résultats obtenus sont donnés ci-dessous :

1. *Méthanol.* — Purifié par distillation fractionnée en présence de sodium. Les cœurs de distillation ont été placés pendant 24 h sur baryte anhydre et à nouveau rectifiés. Têtes et queues ont été éliminées et une dernière rectification en présence de sodium a donné un produit tel que

$$t_{\text{éb.}760} \simeq 64{,}5\ °\text{C} \quad \text{et} \quad n^{\text{D}}_{20°} = 1{,}328\ 2.$$

Ces nombres sont conformes aux valeurs citées dans les tables de constantes [4]. Mes mesures sont rapportées ci-dessous :

| λ(Å) | 4 200 | 4 450 | 4 770 | 4 870 | 5 150 | 5 400 | 5 630 | 6 000 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $10^3$ Λ | 19,47 | 17,19 | 14,91 | 14,23 | 12,63 | 11,37 | 10,34 | 9,103 |

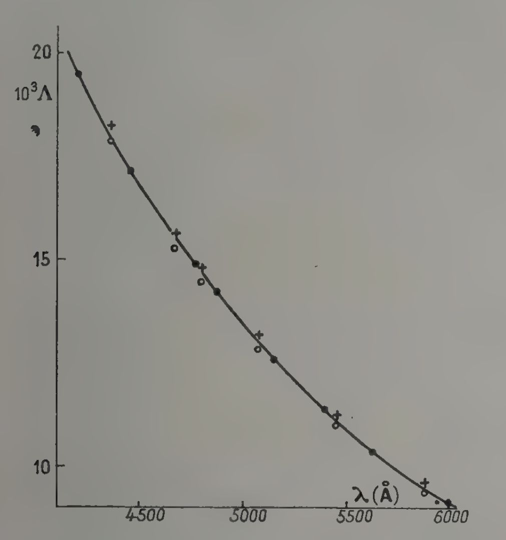



Fig. 4. — Dispersion rotatoire magnétique du méthanol ($t$ = 20 °C) : • Breton, + Beynon et Evans [6], o Lowry et Dickson [7].

On peut alors tracer la courbe de dispersion rotatoire magnétique (*fig.* 4). Les valeurs obtenues sont en complet accord avec celles données précédemment par Beynon et Evans [6], Lowry et Dickson [7].

2. *Éthanol.* — Le même processus de purification a été utilisé et a permis d'obtenir un produit tel que

$$t_{\text{éb.}760} \simeq 78{,}5\ °\text{C} \quad \text{et} \quad n_{20°} = 1{,}361\ 05.$$

Ces valeurs sont entièrement conformes à celles des tables de constantes [4], [5]. Les résultats de mes mesures de dispersion sont les suivants :

| λ(Å) | 4 200 | 4 450 | 4 770 | 4 870 | 5 150 | 5 400 | 5 630 | 6 000 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $10^3$ Λ | 23,43 | 20,74 | 17,80 | 17,10 | 15,15 | 13,64 | 12,41 | 10,70 |

La courbe de dispersion est représentée par la figure 5. La concordance avec les courbes tracées par les auteurs précédents [6], [7] est satisfaisante.

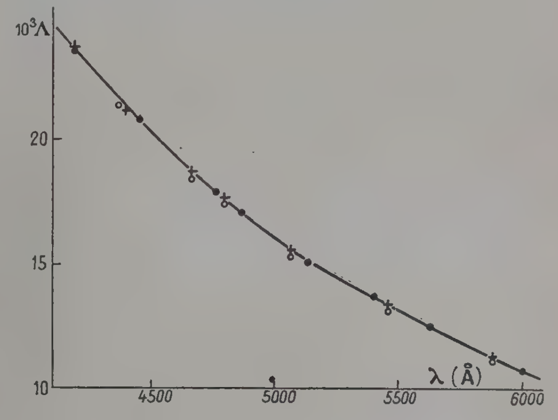



Fig. 5. — Dispersion rotatoire magnétique de l'éthanol ($t$ = 18,5 °C) : • Breton, + Beynon et Evans [6], o Lowry et Dickson [7].

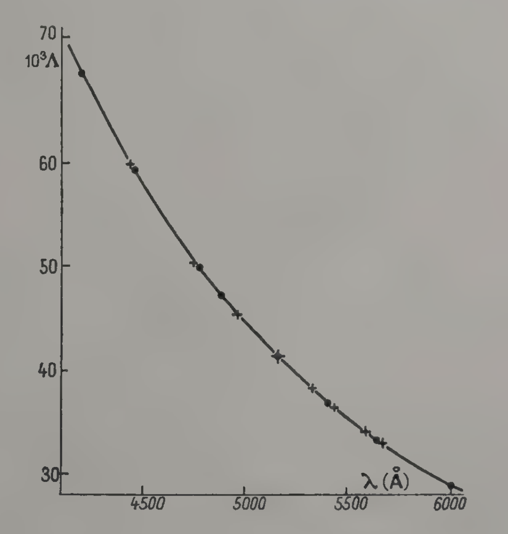



Fig. 6. — Dispersion rotatoire magnétique du benzène ($t$ = 19 °C) : • Breton, + Rabinovitch [8].

3. *Benzène.* — Le benzène, déjà purifié, est distillé une première fois sur sodium. Puis il est laissé pendant 4 jours sur fil de sodium et à nouveau rectifié en pré-

sence de ce métal. La réaction à l'isatine ne permet alors pas de déceler de thiophène en quantité mesurable. Un nouveau fractionnement est opéré, toujours en présence de sodium, sur les cœurs de distillation précédents. On trouve alors pour le produit final

$$t_{éb.760} = 80{,}0\ °C \quad \text{et} \quad n_{20°} = 1{,}500\ 8,$$

valeurs concordant avec celles des auteurs [4].

Les résultats obtenus pour Λ sont les suivants :

| λ Å | 4 200 | 4 450 | 4 770 | 4 870 | 5 150 | 5 400 | 5 630 | 6 000 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $10^3$ Λ | 68,80 | 59,44 | 50,15 | 47,31 | 41,44 | 36,96 | 33,34 | 28,87 |

La figure 6 donne la courbe de dispersion rotatoire tracée, entièrement superposable à celle obtenue par Rabinovitch [8].

4. *Acétone*. — Ce liquide a été fractionné en présence de $CaCl_2$. Après plusieurs stades de purification, on obtient finalement

$$t_{éb.760} \simeq 56{,}6\ °C \quad \text{et} \quad n_{20°} = 1{,}358\ 3,$$

en accord avec les valeurs admises [4].

J'ai obtenu pour Λ les valeurs suivantes :

| λ Å | 4 200 | 4 450 | 4 770 | 4 870 | 5 150 | 5 400 | 5 630 | 6 000 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $10^3$ Λ | 23,54 | 20,67 | 17,92 | 17,04 | 15,11 | 13,59 | 12,35 | 10,84 |

La courbe de dispersion (*fig.* 7) est en accord avec celle proposée par Walters et Evans [9].

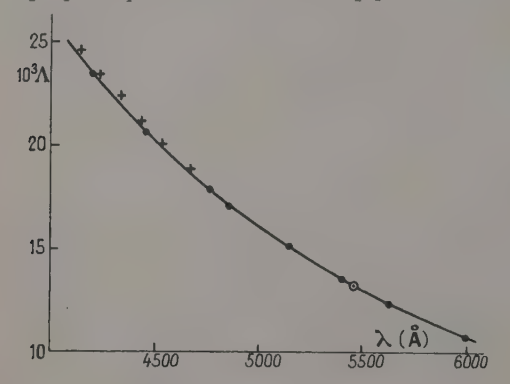



Fig. 7. — Dispersion rotatoire magnétique de l'acétone ($t$ = 18,5° C) : • Breton, + Walters et Evans [9] ($t$ = 8,4 °C), o Lowry.

Je tiens à remercier M. le Professeur Servant à qui je dois d'avoir pu mener à bien ce travail. Je remercie également M. le Professeur Calas qui a bien voulu m'accueillir à son laboratoire de Chimie organique pour le contrôle et la purification des liquides utilisés ; mes remerciements vont aussi à MM. Duffaut, Frainnet et Valade pour l'aide amicale et les conseils qu'ils m'ont donnés.

[1] Walker (M. J.) et Raymond (R. C.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1950, **40**, 766.
Ingersoll (L. R.) et James (W. L.), *Rev. Sci. Instr.*, 1953, **24**, 23.
Ingersoll (L. R.) et Liebenberg (D. H.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 566.
Bouchard (J.) et Moret-Bailly (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 1562.
Rudolph (H.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1955, **45**, 50.
Birebent (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **243**, 678.
[2] Breton (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **243**, 254.
[3] Bruhat (G.) et Guinier (A.), *J. Physique Rad.*, 1933, **4**, 691.
De Mallemann (R.), Tables de constantes et données numériques, Hermann édit., 1951, p. F 12.
De Mallemann (R.), Gabiano (P.) et Guillaume (F.), *J. Physique Rad.*, 1944, **5**, 41.
[4] Handbook Chem. and Phys., Chem. Rubber Publish., Cleveland, 33e éd., 1951-1952.
[5] Dictionnary of organic compounds, Eyre and Spottiswoode édit., London, 1934.
[6] Beynon (W. J. G.) et Evans (E. J.), *Phil. Mag.*, 1938, **25**, 476.
[7] Lowry (T. M.) et Dickson (T. W.), *J. Chem. Soc. Trans.*, 1913, **103**, 1062.
[8] Rabinovitch (J.), Thèse, Paris, 1939.
[9] Walters (B. P. M.) et Evans (E. J.), *Phil. Mag.*, 1937, **23**, 791.

## (*) 3. — Appareil pour l'étude (à 3 000 MHz) de la résonance paramagnétique électronique en ondes polarisées circulairement ;

par M. A. Charru.

Dans les appareils de haute sensibilité pour l'étude de la résonance paramagnétique électronique qui ont été décrits jusqu'ici, on soumet la substance paramagnétique — placée dans une cavité résonnante — à une onde polarisée rectilignement. Des deux vibrations circulaires de sens opposés en lesquelles on peut décomposer la vibration rectiligne, une seule subit l'absorption de résonance.

Il m'a paru intéressant de réaliser — au laboratoire de M. Servant — un appareil permettant d'étudier la résonance paramagnétique en ondes polarisées circulairement (comme cela a d'ailleurs été déjà fait pour l'étude de la résonance ferromagnétique des ferrites [2]) et de pouvoir ainsi déterminer le signe du facteur de Landé du niveau responsable de la transition de résonance.

I. Description du montage. — L'appareil qui a été déjà sommairement décrit [3] comporte essentiellement trois parties (*fig.* 1) :

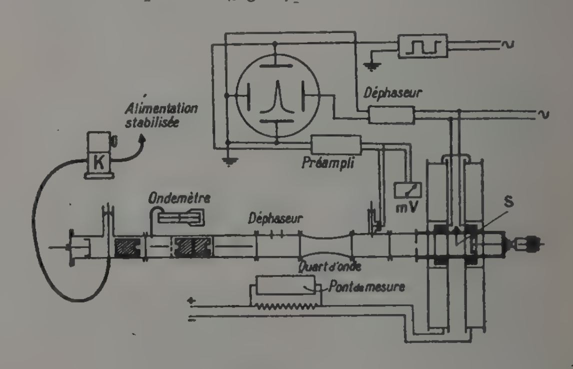



Fig. 1.

un ensemble hyperfréquence,

des bobines productrices de champ magnétique,

un ensemble détecteur-amplificateur qui permet d'obtenir sur un écran d'oscilloscope une courbe de résonance.

A. *L'ensemble hyperfréquence.* — Le générateur à 3 000 MHz est un klystron 726A. L'ensemble hyperfréquence est constitué par les éléments suivants :

une antenne diamétrale accordée qui excite le mode $TE_{11}$ d'un guide circulaire ; un atténuateur fixe (6 dB) découple un ondemètre coaxial suivi d'un atténuateur variable ;

un correcteur d'impédance qui permet de faire varier la phase de l'onde se propageant dans le guide : il est constitué par deux tiges distantes de $\lambda_g/4$ et dont on peut faire varier l'enfoncement dans le guide ;

un biréfringent quart d'onde constitué par une portion de guide elliptique [4] orientable et dont les axes constituent les lignes neutres ;

une sonde accordable pouvant tourner autour de l'axe du guide et munie d'un cristal détecteur ;

une cavité résonnante constituée par une portion de guide de longueur $3\lambda_g/2$ (mode $TE_{113}$) et limitée, d'un côté par une mince paroi percée d'un trou de couplage de 22 mm de diamètre, et de l'autre par un piston mobile. La substance paramagnétique est placée à $\lambda_g$ du trou de couplage. La cavité est en bronze, l'intérieur ayant été soigneusement poli et argenté.

B. *Les bobines productrices de champ magnétique.* — Le champ magnétique est créé par deux bobines en position de Helmholtz. L'homogénéité du champ [5] dans le volume de l'échantillon est très supérieure à $10^{-3}$. La valeur précise du rapport champ magnétique/courant ayant été déterminée, comme on le verra, à partir de la résonance du D. P. P. H., il suffit de mesurer avec précision le courant magnétisant à l'aide d'un pont d'opposition : le champ est ainsi déterminé à mieux de $10^{-3}$. Le champ est modulé par un champ auxiliaire à 50 Hz et d'amplitude faible, créé par deux petits enroulements supplémentaires.

C. *Le courant détecté* est acheminé d'une part vers un galvanomètre, d'autre part vers un préamplificateur à batteries (gain 100) suivi d'un oscilloscope. Le balayage horizontal de l'oscilloscope est obtenu à l'aide d'une tension à 50 Hz dont on peut faire varier la phase. On peut enfin superposer au signal de résonance une tension carrée qui permet d'éliminer une trace sur deux.

II. Observation d'une courbe d'absorption de résonance. — A. *Polarisation rectiligne.* — En plaçant une ligne neutre du quart d'onde suivant le plan de vibration de l'onde, la cavité est excitée en polarisation rectiligne. La cavité réfléchissant l'onde incidente, un régime stationnaire s'établit dans le guide. Cependant une faible partie de cette onde réfléchie va à nouveau être réfléchie par l'atténuateur. On peut montrer alors que l'amplitude des ondes stationnaires est fonction de la longueur de la ligne. La sonde étant placée à un maximum on cherchera à obtenir, au galvanomètre, une indication optimum en faisant varier la phase de l'onde. Lorsqu'on amène la cavité à la résonance, on note une diminution de l'indication du galvanomètre. (Il est à remarquer que la position du maximum des ondes stationnaires n'est pas alors modifiée.)

Lorsqu'on établit le champ magnétique on obtient ainsi une courbe d'absorption sur l'écran de l'oscilloscope ; en effet, on peut montrer que, dans les conditions où l'on se place : cavité non adaptée, sonde au maximum du train d'ondes stationnaires, on obtient un signal proportionnel à $\chi''$, partie imaginaire de la susceptibilité.

B. *Polarisation circulaire.* — Il suffit d'orienter convenablement les axes du quart d'onde pour exciter la cavité en ondes circulaires. Cependant on ne doit pas placer les lignes neutres exactement à 45° du plan de vibration de l'onde rectiligne incidente. S'il en est ainsi, on obtient en effet, après le quart d'onde, une vibration circulaire qui se réfléchit sur la paroi limitant la cavité constituant une onde stationnaire en polarisation circulaire. Cependant, l'onde réfléchie par la cavité traverse à nouveau le quart d'onde — en sens contraire — et est transformée en rectiligne ayant tourné de 90° par rapport à la direction de la vibration rectiligne incidente. Cette vibration rectiligne va être partiellement réfléchie par l'atténuateur et va revenir vers la cavité après avoir évidemment traversé le quart d'onde ; le circulaire engendré ainsi est de sens opposé à celui qui avait été créé au début, si bien que l'on obtient un second train d'ondes stationnaires en vibration circulaire de sens opposé au précédent. La vibration résultante est elliptique.

Pour obtenir une vibration circulaire, il faut orienter le quart d'onde suivant un angle $\varphi \neq \pi/4$. Par un raisonnement analogue au précédent, on montre que l'on obtient deux trains d'ondes stationnaires elliptiques tels que les ellipses aient leurs axes confondus, tournent en sens opposés l'une par rapport à l'autre et soient d'amplitudes très différentes. Par composition de ces deux vibrations elliptiques, on peut obtenir une vibration circulaire sous réserve de certaines conditions d'amplitude et de phase entre les vibrations elliptiques composantes, réalisées lorsque

$$d = k\frac{\lambda_g}{2}, \qquad \operatorname{tg} \varphi = \frac{1 + \rho\rho_0}{1 - \rho\rho_0},$$

$d$ étant la distance source-cavité, $\rho$ et $\rho_0$ les coefficients de réflexion de l'atténuateur et de la cavité à la résonance. Ainsi, suivant que l'axe lent du quart d'onde fait avec le plan de vibration incident un angle $+\varphi$ ou $-\varphi$ (sens polarimétrique) la vibration circulaire obtenue est droite ou gauche.

D'autre part, suivant que la vibration circulaire produisant la transition de résonance tourne dans le même sens que le courant produisant le champ magnétique ou en sens contraire, le facteur de Landé est positif ou négatif.

Pour déterminer le signe du facteur de Landé d'une substance paramagnétique donnée, il suffit donc, après avoir obtenu une courbe de résonance en polarisation rectiligne, de tourner le quart d'onde d'un angle $+\varphi$ ou $-\varphi$ pour constater la conservation ou la disparition du signal de résonance. On peut d'ailleurs maintenir le quart d'onde dans l'une des deux positions et changer le sens du courant magnétisant.

III. Résultats obtenus. — J'ai pu déterminer ainsi que les facteurs de Landé du radical D. P. P. H. et du charbon du Donetz sont positifs [3]. D'autre part, pour permettre un recoupement, j'ai déterminé que le facteur de Landé du sulfate de manganèse est également positif conformément aux études de Gozzini [6] sur le sens de l'anomalie de rotation Faraday paramagnétique liée à la résonance paramagnétique de ce sel.

Enfin j'ai déterminé que la valeur du facteur de Landé d'un charbon du Donetz diffère de celle du D. P. P. H. de moins de 1/1 000.


[1] Ryter (C.), Lacroix (R.) et Extermann (R.), *Onde Électrique*, 1955, **35**, 490.
Uebersfeld (J.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 126.
[2] Artman (J. O.) et Tannenwald (P. E.), *J. Appl. Phys.*, 1955, **26**, 1124.
[3] Charru (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **243**, 652.
[4] Charru (A.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 101 S.
[5] Charru (A.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 56 S.
[6] Gozzini (A.), *Nuovo Cimento*, 1951, **8**, 928.


## SÉANCE DU 17 JANVIER 1957

### Contribution à l'étude de la haute fidélité ;

par M. F. Valentin.

Dans la construction des chaînes à haute fidélité, tous les amplificateurs sont établis suivant des règles empiriques qui, à notre connaissance, n'ont guère été justifiées du point de vue théorique. D'une étude préalable des différents procédés utilisés, nous avons conclu que certains principes devaient être révisés ; c'est le point de vue du physicien que nous présentons dans cet article.

Distorsion et contre-réaction. — Les harmoniques d'ordres supérieurs au troisième ne sont pas gênants. L'harmonique 3 apparaît seulement dans l'étage de puissance qui en donne en moyenne 5 %, ce qui oblige à appliquer à l'ensemble de l'amplificateur une contre-réaction de 34 à 40 dB si on veut que le taux de distorsion tombe au-dessous de 1 %.

L'harmonique 2 se manifeste dans tous les étages ; une analyse pratique montre que si on se réfère à la tension de sortie (au lieu de se référer à la tension d'entrée, comme on en a l'habitude), *un étage amplificateur, en l'absence de contre-réaction, donne un taux de distorsion pour l'harmonique 2 représenté, en parties pour mille, par le même nombre que la valeur de crête de la tension de sortie exprimée en volts* et ceci quel que soit le tube triode ou pentode à condition toutefois qu'on l'utilise correctement.

Nous montrons également qu'un amplificateur, pour être de distorsion minimum, doit être constitué par des étages dont le taux de distorsion individuel peut varier du simple au double. Nous montrons enfin que la contre-réaction ne doit pas être trop fractionnée ; une seule boucle serait préférable mais, devant le taux élevé qu'il faut appliquer (40 dB environ), on est obligé dans la pratique de la diviser en deux boucles.

L'amplificateur. — Dans sa plus grande partie l'amplificateur, dont nous donnons le schéma en figure 1, est classique.

Toutefois on remarquera que la grande boucle de contre-réaction, branchée entre le secondaire du transformateur et l'entrée, est résolument anti-conformiste. Il s'agit en effet d'une *contre-réaction d'intensité*. Nous avons délibérément renoncé aux avantages de la contre-réaction de tension, toujours employée, qui procure un amortissement de la résonance du haut-

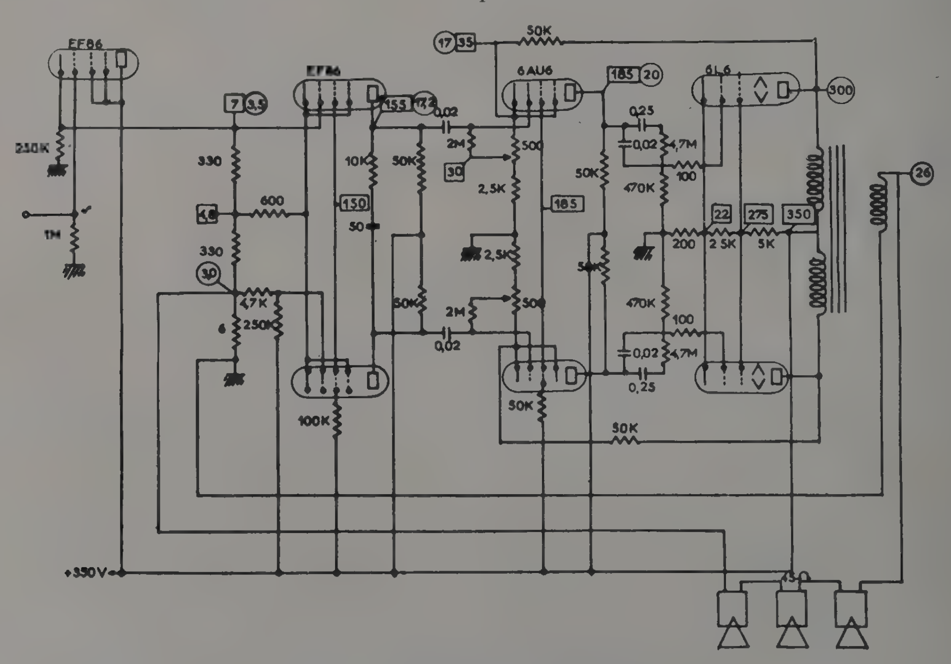



Fig. 1. — Schéma de l'amplificateur.

parleur. Nous y avons été conduit par des raisons autant théoriques que pratiques.

Nous avons en effet remarqué que, si un amplificateur de tension classique était attaqué par un signal rectangulaire, le courant dans la bobine mobile (*fig.* 2) n'avait aucune ressemblance avec le signal ; or,

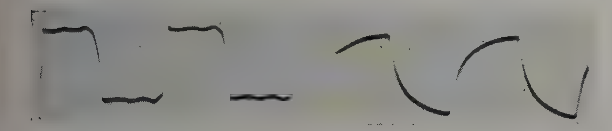


Fig. 2. — Oscillogrammes de la tension (à gauche) et de l'intensité (à droite) au secondaire du transformateur de sortie lorsque l'amplificateur est excité par des signaux rectangulaires à 5 kHz.

c'est le courant et non la tension appliquée qui crée les forces de Laplace faisant mouvoir la bobine mobile. Au contraire, si on utilise une contre-réaction d'intensité,

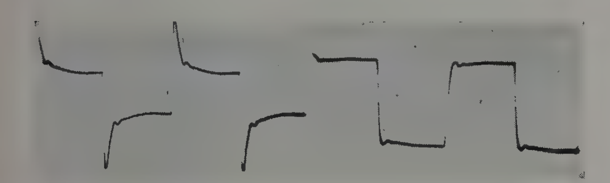


Fig. 3. — Oscillogrammes de la tension (à gauche) et de l'intensité (à droite) lorsque l'amplificateur est soumis à une contre-réaction d'intensité de 20 dB.

l'intensité du courant suit alors bien le signal (*fig.* 3), mais l'amplificateur doit alors délivrer une tension dont la forme est donnée sur la même figure ; c'est en ce résultat que notre amplificateur diffère des amplificateurs classiques.

Nous avons alors examiné, plus en détail, le comportement d'un haut-parleur à cône attaqué par cet amplificateur ; si on assimile le haut-parleur à un piston plat monté sur un baffle, la partie active de l'impédance motionnelle qui correspond au rayonnement acoustique est représentée par l'expression

$$\mathcal{R} = \frac{B^2 l^2}{10^7} \frac{R}{Z_m^2},$$

où $B$ est l'induction, $l$ la longueur de l'enroulement, $R$ la résistance de radiation de l'air et $Z_m$ l'impédance mécanique du piston.

La puissance effectivement rayonnée vaut alors $\mathcal{R} I^2$. Pour les fréquences élevées (supérieures à 1 000 Hz pour un piston de 20 cm de diamètre), la résistance de radiation de l'air est constante et l'impédance mécanique est équivalente à $m\omega$ ; à intensité constante, la puissance moyenne rayonnée décroît donc de 12 dB par octave mais, comme le coefficient de directivité, pour cette même gamme de fréquences, croît de 12 dB par octave, la puissance rayonnée dans l'axe reste constante. Pour les fréquences basses, la directivité ne joue plus aucun rôle mais la résistance de rayonnement de l'air diminue ainsi que l'impédance mécanique et l'expérience montre que les deux effets se compensent à quelques décibels près jusqu'au voisinage de la fréquence de résonance. Aux fréquences inférieures à la résonance, l'impédance mécanique augmente de nouveau et la puissance rayonnée décroît alors de 24 dB par octave.

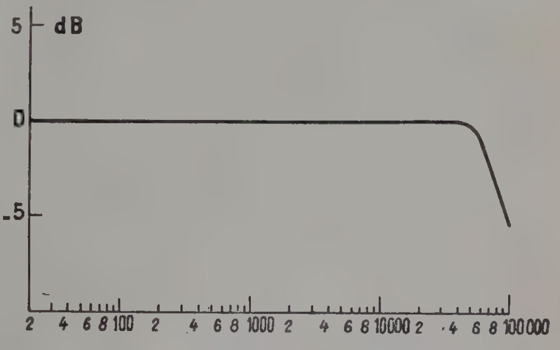



Fig. 4. — Courbe de réponse en intensité de l'amplificateur.

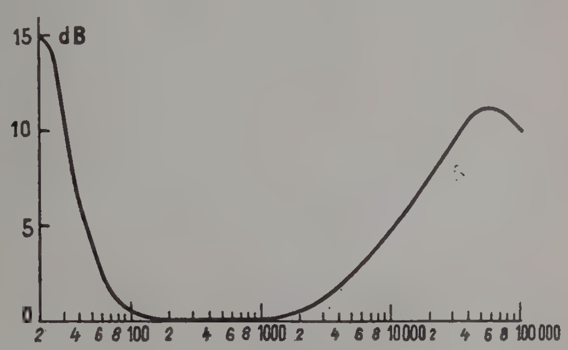



Fig. 5. — Courbe de réponse en tension de l'amplificateur.

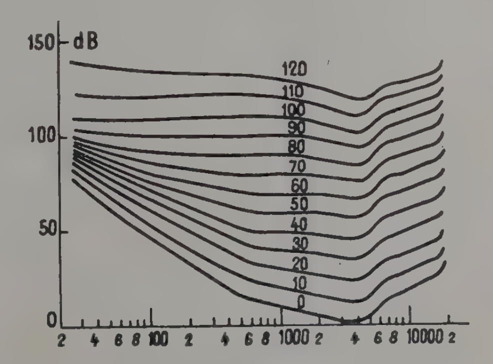



Fig. 6. — Courbes de Fletcher et Munson.

L'application de la contre-réaction d'intensité est donc parfaitement correcte du point de vue théorique et la contre-réaction de tension ne saurait conduire à ce résultat puisque l'intensité du courant, donc les forces appliquées sur la bobine mobile, n'ont plus alors aucune ressemblance avec le signal.

Nous avons reproduit dans la figure 4 la courbe de

réponse en intensité de l'amplificateur qui est évidemment parfaitement plate. La figure 5, qui représente la courbe de réponse en tension de notre amplificateur (et qui n'est autre que la variation, avec la fréquence, de l'impédance de notre haut-parleur), présente le « creux dans le médium » qu'il faudrait donner à un amplificateur classique pour qu'il fournisse les mêmes performances.

On justifie à tort cette correction en la faisant dépendre de la forme des courbes de Fletcher et Munson (*fig.* 6). D'une part, ces courbes ne sont pas à considérer si on s'attache à reproduire au même niveau acoustique que l'original ; d'autre part, si on devait effectuer des corrections pour tenir compte de la physiologie de l'audition, ce ne sont pas les courbes elles-mêmes qu'il faudrait considérer, mais seulement les courbes différences représentées sur la figure 7 ; nous voyons parfaitement sur ces courbes que les corrections ne doivent porter que sur le registre grave et que la forme en étant simple, le correcteur est facile à construire.

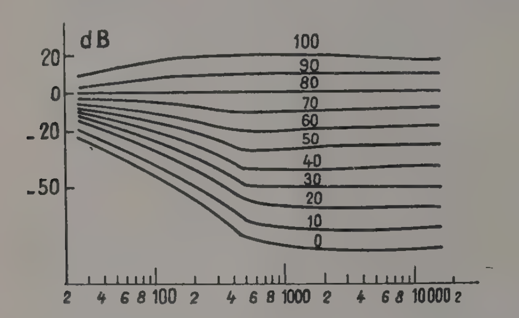



Fig. 7. — Courbes de correction théorique construites à partir du niveau 80 phones.

Toutes ces conceptions théoriques ont été vérifiées expérimentalement par l'écoute de quelques disques-tests. Aucune correction, autre que celle nécessitée par la caractéristique de gravure du disque, n'est nécessaire pour assurer une reproduction parfaite. Il convenait de bien souligner ce résultat, car la plupart des amplificateurs construits jusqu'à ce jour ont une courbe de réponse truquée par des correcteurs dont la nécessité n'avait jamais été convenablement justifiée.

## SÉANCE DU 21 FÉVRIER 1957

### 1. — Influence du rayonnement $\gamma$ sur la conductibilité de l'éther de pétrole

(valeurs finales du courant et champs inférieurs à 2 kV/cm) ;

par M. R. Gibaud.

La méthode de mesure de la conductibilité utilise le montage imaginé par M. Guizonnier [1] pour la mesure des très faibles courants, montage permettant de déceler un courant de $10^{-12}$ A dans des conditions acceptables.

Rappelons que, si on soumet une tranche de liquide isolant à l'action d'un champ électrique inférieur à 2 kV/cm le courant mesuré, relativement intense au début, décroît hyperboliquement en fonction du temps. Au bout d'une dizaine d'heures en moyenne, il se stabilise à une certaine valeur que nous appellerons « intensité finale », en abrégé $I_F$. Nous appellerons de même « intensité à l'origine » ou $I_0$ le courant mesuré pendant les tout premiers instants de la mise sous tension.

Nous ne nous occuperons dans ce qui suit que de la perturbation apportée par l'irradiation à la valeur du courant $I_F$.

Cellule de mesure et dispositif d'irradiation. — Le liquide étudié est placé en vase clos, dans un récipient en verre. Deux électrodes rectangulaires ($S = 30$ cm²), planes et parallèles, plongent dans ce liquide. L'irradiation se fait par trois tubes de platine renfermant respectivement 1,95 mg, 2,08 mg et 2,09 mg de radium. L'enveloppe de platine arrête les rayons $\alpha$ et $\beta$. Ces trois tubes sont placés par un dispositif convenable dans un même plan parallèlement aux plaques et à distance constante de celles-ci. Enfin des écrans de plomb de 3 cm d'épaisseur et de forme appropriée, apportent une protection, semble-t-il, suffisante.

Nous appliquons entre les plaques, une différence de potentiel connue. Nous mesurons la valeur du courant jusqu'à atteindre la stabilisation à $I_F$ et nous irradions en mettant le radium en place.

Résultats. — A. *Allure du phénomène observé.* — La figure 1 représente l'évolution du courant mesuré en fonction du temps.

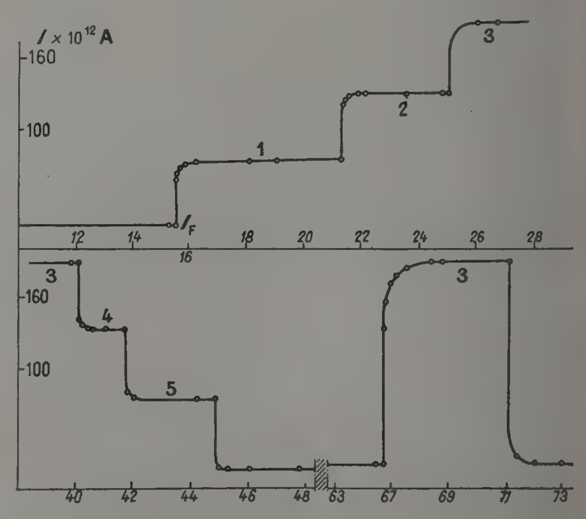



Fig. 1. — Éther de pétrole ; $d = 5$ mm ; $V = 200$ V ; palier 1 : 1,98 mg Ra ; palier 2 : 1,98 + 2,08 mg Ra ; paliers 3 : 1,98 + 2,08 + 2,09 mg Ra ; palier 4 : 2,08 + 2,09 mg Ra ; palier 5 : 2,09 mg Ra. En abscisse, temps en heures.

Le courant stationnaire à la valeur $I_F$ (de l'ordre de $20.10^{-12}$ A) croît brusquement au moment précis

où le radium est mis en place. Cette croissance, d'abord rapide, se fait de plus en plus lente jusqu'à un nouveau palier défini par la valeur $I_{FR}$ du courant (abrégé de « valeur finale après irradiation »).

Si on accroît la quantité de radium, nouvelle croissance et nouveau palier, ce palier se maintient tant que demeure le rayonnement. Si on enlève le radium, le courant décroît pour revenir à $I_F$ et il décroît par paliers, si on enlève le radium par fractions.

Ce cycle peut être refait plusieurs fois, sans « fatigue » apparente du liquide, avec des valeurs parfaitement reproductibles, à condition toutefois qu'aucun facteur externe ne vienne modifier $I_F$.

Il semble, sans que l'on puisse être affirmatif, que la loi de variation de $I_F$ vers $I_{FR}$ soit de type hyperbolique. Il est encore plus difficile de se prononcer, en raison de la rapidité plus grande du phénomène, sur la forme mathématique du passage de $I_{FR}$ à $I_F$.

Les opinions des différents auteurs sur ce sujet sont d'ailleurs très variées.

Nous n'avons pas trouvé dans les publications de Jaffé [2] une indication qui laisse penser qu'il sépare conductibilité normale de l'éther de pétrole et conductibilité induite par rayonnement. La première, dit-il, est très faible et sujette à des variations spontanées. En effet, tous les auteurs s'accordent à attribuer aux différents liquides isolants des conductibilités très variables, selon l'état de purification (en particulier au point de vue de la teneur en eau) ou même, selon l'intensité du rayonnement cosmique [3]. Curie [4] déclare que l'éther de pétrole est un isolant presque parfait quand il est à l'abri des rayons. Adamczewski [5], dans une étude sur l'action des rayons X et $\gamma$ sur les carbures saturés ($5 < n < 9$) indique que l'ionisation atteint un état stationnaire au bout d'un temps de l'ordre de 30 s, sans préciser ce qui se passait pendant ces 30 s. Certains auteurs admettent des temps de transition encore plus faibles [6].

Pao Chia-Shan [7] analyse séparément la conductibilité naturelle, très faible, et la conductibilité induite dans l'isooctane. Les seules courbes que nous ayons trouvées sont celles de Taylor [8] à propos d'une étude sur l'irradiation du sulfure de carbone par les rayons X. Ses résultats diffèrent assez sensiblement des nôtres mais, si on remarque qu'il utilise des champs très intenses (30 à 40 kV/cm) alors que nous ne dépassons que rarement 2 kV/cm, ces différences peuvent s'interpréter.

Il sera donc nécessaire de revenir sur cette question en corrélation d'ailleurs avec des mesures analogues sur $I_0$.

Nous pouvons donc définir un accroissement de courant $\Delta I_F = I_{FR} - I_F$, conséquence de toute irradiation.

Parmi les hypothèses possibles, la plus simple est évidemment d'admettre que l'accroissement $\Delta I_F$ représente la part de conductibilité due au radium et vient se superposer au courant de base $I_F$. C'est d'ailleurs ce que Taylor [8] a fait sans le préciser.

Il est pourtant évident qu'au départ, cette hypothèse ne s'impose pas et que le courant mesuré pendant l'irradiation aurait pu dépendre de façon plus ou moins complexe du courant préexistant. Les termes $I_F$ et $\Delta I_F$ cessant d'être indépendants, le fait de définir le terme $\Delta I_F$ n'apporte rien de nouveau.

L'expérience a montré depuis que cette hypothèse était bien valable.

B. *Influence de la quantité de radium.* — La vérification la plus immédiate de cette hypothèse était d'étudier l'influence de la dose de rayonnement sur le courant mesuré, toutes choses étant égales par ailleurs. Nous procédons de la façon suivante. Une fois $I_F$ atteint, nous mettons la quantité choisie de radium en place et nous suivons la variation du courant à travers le liquide, nous retirons alors le radium en suivant toujours la variation du courant. Pour différentes raisons, la méthode, plus rapide cependant, de mesures par paliers successifs « en escaliers » (*fig.* 1) a été abandonnée au profit de mesures par palier unique et retour à $I_F$ (dernier accident de la figure 1). En particulier, cette seconde méthode permettait un contrôle plus fréquent de la stabilité de $I_F$, ce qui n'est pas superflu. Chaque « saut » tracé permet donc de connaître un $\Delta I_F$ correspondant à une irradiation déterminée. Nous avons, de cette façon, obtenu une série de valeurs permettant de tracer les courbes des figures 2, 3 et 4, représentant l'évolution de $\Delta I_F$ en fonction de la quantité de radium pour des champs moyens allant

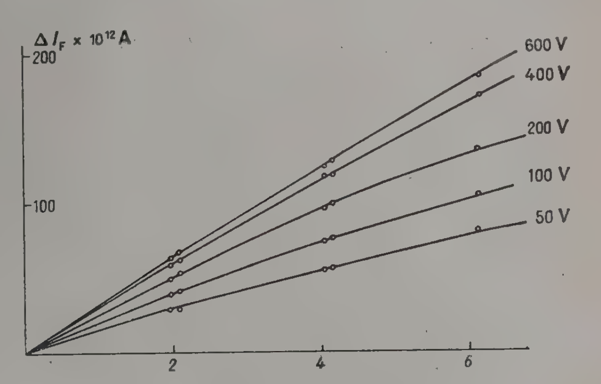



Fig. 2. — Éther de pétrole ; $d = 2$ mm. En abscisse, quantité de radium en mg.

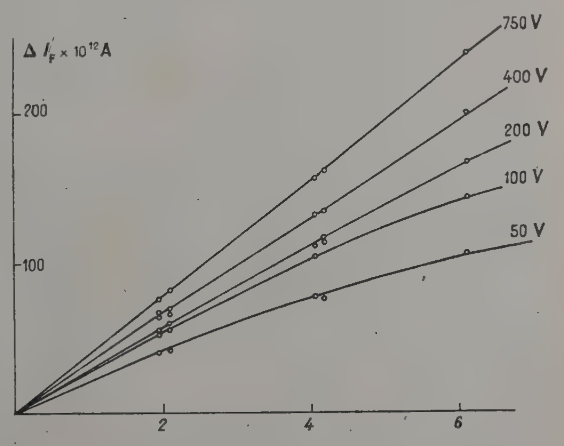



Fig. 3. — Éther de pétrole ; $d = 5$ mm. En abscisse, quantité de radium en mg.

jusqu'à 2 kV/cm et trois écartements de plaques différents. Considérons la figure 3. On voit que, si la tension appliquée est faible, inférieure à 200 V, soit pour cette distance entre plaques un champ moyen de 400 V/cm, le courant dû au rayonnement n'est pas rigoureusement proportionnel à la quantité de radium.

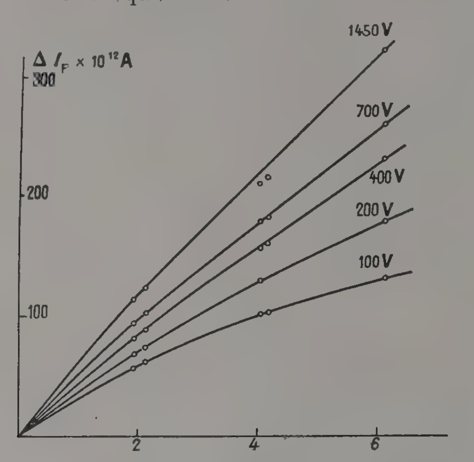



Fig. 4. — Éther de pétrole ; $d = 8$ mm. En abscisse, quantité de radium en mg.

La proportionnalité s'affirme de plus en plus cependant au fur et à mesure que le champ croît et aux environs de 1 500 V/cm on peut dire que $\Delta I_F$ est pratiquement proportionnel à la dose de rayonnement reçue. Tout se passe donc comme si la conductibilité propre du liquide était nulle, ce qui justifie notre hypothèse de départ conduisant à définir $\Delta I_F$.

Si le champ est faible, les recombinaisons, quel que soit leur mécanisme, entre les particules sont assez nombreuses et le courant mesuré est plus faible que si, avec la même quantité de radium, on accroît le champ, donc on diminue le nombre de recombinaisons.

De plus, si le volume de liquide est plus grand, le courant est plus grand et il faut un champ plus fort pour que la linéarité se fasse sentir, ce qui est logique puisque le nombre de particules qui se recombinent dans un temps donné, croît avec le nombre total de particules.

On peut remarquer que les points expérimentaux correspondant à des quantités de radium différant de 7 % environ, sont nettement séparés.

Cette proportionnalité avait déjà été observée. Mohler et Taylor [6] écrivent à propos de la conductibilité de $CS_2$ : « Des essais avec des intensités de rayons X différentes montrent qu'au-dessus de 2 kV/cm le courant est proportionnel à cette intensité. »

Pao Chia-Shan [7] donne également une relation linéaire pour un champ voisin de 6 kV/cm. Il est à noter que la courbe qu'il publie ne passe pas par l'origine, le courant à l'origine représente certainement le courant normal de l'isooctane qui est le liquide étudié par cet auteur.

C. Nous signalerons, sans insister pour le moment, qu'en comparant les figures 2, 3 et 4, on voit que l'action du radium croît avec l'épaisseur du liquide. Il est intéressant de rapprocher ce résultat de celui, bien connu, observé pour l'ionisation des gaz.

D. *Influence du champ moyen appliqué.* — Des courbes précédentes on peut évidemment tirer, à quantité de radium égale, les courbes $\Delta I_F = f(E)$. C'est une série de celles-ci que représente la figure 5. La

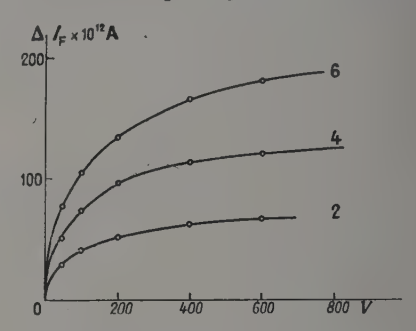



Fig. 5. — Éther de pétrole ; $d = 2$ mm. Les courbes $\Delta I_F = f(V)$ sont désignées par la quantité de radium en mg.

quantité de radium est fixée à 2 mg et l'épaisseur à 0,2 cm. Là encore, l'analogie avec les gaz se manifeste. Mais alors que pour ces derniers, on atteint rapidement une valeur de saturation, on voit que pour l'éther de pétrole la saturation, si elle existe, est assez difficile à atteindre. Et les courbes analogues pour 5 et 8 mm montrent une saturation encore bien plus éloignée. L'expérience du côté des champs intenses est assez vite limitée car, au delà de quelques kilovolts par centimètre, d'autres phénomènes apparaissent et toute mesure valable devient impossible.

Les courbes de courant en fonction du champ appliqué ont également été trouvées par Jaffé en 1903 et par les auteurs qui ont étudié des liquides tels que l'isooctane (Pao Chia-Shan), le sulfure de carbone (Mohler et Taylor). L'interprétation de ces courbes et leur mise en équation est plus délicate. Nous avons soumis nos mesures à la théorie de Jaffé sur l'ionisation en colonnes, avec quelque résultat. Nous nous proposons d'y revenir plus tard.

[1] Guizonnier (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 994.
[2] Jaffé (G.), *J. Physique Rad.*, 1906, **5**, 263 ; *Ann. Physik*, 1913, **42**, 303.
[3] Bialobrzeski (C.), *J. Physique Rad.*, 1936, **7**, 329.
[4] Curie (P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1902, **134**, 420.
[5] Adamczewski (I.), *Ann. Physique* [11], 1937, **8**, 309.
[6] Mohler (F. L.) et Taylor (L. S.), *J. Research Nat. Bur. Standards*, 1934, **13**, 659.
[7] Pao Chia-Shan, *Phys. Rev.*, 1943, **64**, 60.
[8] Taylor (L. S.), *J. Research Nat. Bur. Standards*, 1936, **17**, 483.

## 2. — Alimentation stabilisée électronique à tension rigoureusement constante ;

par M. J. Pardies.

Cette alimentation, conçue pour un amplificateur à grand gain en très basses fréquences, et aussi pour des

mesures de résistivité, donne une tension indépendante du courant consommé, de même que des variations possibles du secteur, mais ceci rigoureusement, contrairement aux alimentations stabilisées classiques, qui donnent une tension seulement moins variable.

Il en résulte immédiatement que sa résistance interne est nulle, puisque $V_u$ (tension d'utilisation) doit être indépendante de $I_u$ (courant d'utilisation).

Le schéma de cet appareil utilise les réactions positive et négative, alors que l'alimentation stabilisée classique n'emploie que la réaction négative.

On sait que, dans les appareils habituels, on monte en série avec la charge un tube-résistance variable, dont la tension grille est fonction des variations de la tension $V_u$.

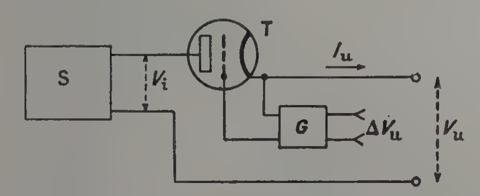



FIG. 1. — Principe de l'alimentation stabilisée classique. S, source continue.

La figure 1 représente le montage couramment utilisé, dans lequel la variation $\Delta V_u$ de $V_u$ est amplifiée par un étage de gain $G$ avant d'être appliquée à la grille du tube de commande.

Le calcul, très simple, donne pour la résistance interne, vue entre les bornes de sortie de $V_u$, la valeur

$$\rho = -\frac{\Delta V_u}{\Delta I_u} = \frac{1}{GS},$$

où $S$ est la pente du tube-résistance variable T.

En outre, une certaine variation relative de la tension au secteur est réduite dans le rapport

$$\alpha = \frac{\Delta V_u}{\Delta V_i} = \frac{1}{G\mu},$$

où $\mu$ est le coefficient d'amplification du tube T.

Une application numérique montre tout de suite les ordres de grandeur de $\rho$ et $\alpha$.

Supposons que $\mu = 20$ et $S = 10$ mA/V ; avec $G = 100$, on a $\rho = 1\ \Omega$ et $\alpha = 1/2\,000$.

Si l'on veut améliorer les performances, il faut augmenter le gain $G$, d'où l'emploi courant de deux ou trois étages d'amplification de la tension $\Delta V_u$. Ceci ne va pas sans inconvénients : le prix et le poids de l'appareil croissent rapidement, et surtout les difficultés de mise au point peuvent être très importantes, à cause de la présence possible d'oscillations à très basse fréquence de l'ensemble.

C'est ici que notre système se montre supérieur, car il emploie en tout et pour tout une alimentation stabilisée classique à un étage d'amplification, à laquelle on a adjoint deux résistances seulement.

Le principe en est le suivant : la tension d'entrée de l'amplificateur de différence, de gain $G$, sera non seulement $\Delta V_u$ mais, de plus, sera fonction de $\Delta V_i$ (variation de la tension-source due au secteur) et de $\Delta I_u$.

On appliquera donc à cet amplificateur une tension

$$v = \Delta V_u + a\,\Delta V_i + b\,\Delta I_u,$$

ce que l'on pourra noter, comme on le fait en radioélectricité,

$$v = v_u + a\,v_i + b\,i_u,$$

où les lettres minuscules représentent les variations des grandeurs représentées par les majuscules.

Le calcul, non moins simple que dans le cas où $v = v_u$, nous donne

$$\rho = -\frac{v_u}{i_u} = \frac{R_i - b\,\mu G}{1 + \mu G},$$

$$\alpha = \frac{v_u}{v_i} = \frac{1 + a\,\mu G}{1 + \mu G + f(R_u)},$$

formules dans lesquelles $R_i$ est la résistance interne du tube T et $f(R_u)$ un terme fonction de la charge $R_u$ (ou du courant $I_u$).

Ces formules montrent la possibilité d'annuler $\rho$ et $\alpha$, ainsi que la possibilité de les rendre négatifs.

Il suffit pour cela de réaliser

$$R_i - b\,\mu G = 0, \quad \text{soit} \quad b = 1/GS$$

et

$$1 + a\,\mu G = 0, \quad \text{soit} \quad a = -1/\mu G.$$

Supposons donc ces deux réactions en circuit. On peut alors se demander l'utilité du gain $G$, car les formules sont évidemment valables si $G = 1$.

C'est ici qu'il faut remarquer que les paramètres $\mu$, $R_i$ et $S$ ne sont pas des constantes, mais dépendent fortement du courant plaque du tube T, c'est-à-dire de $I_u$. Lorsque $\mu$, $R_i$ et $S$ varient, et c'est le cas si l'alimentation est employée avec des charges diverses, les expressions $R_i - b\,\mu G$ et $1 + a\,\mu G$ ne restent pas nulles. Mais, dans les formules donnant $\rho$ et $\alpha$, il y a un dénominateur $1 + \mu G$. Si donc le facteur $\mu G$ est grand, donc $G$ grand, les écarts de $\rho$ et $\alpha$ par rapport à 0 seront très faibles. On notera qu'avec quelques précautions, le facteur $G$ peut être pratiquement constant.

Il est d'ailleurs intéressant de remarquer que si le courant d'utilisation est à peu près constant, $\alpha$ reste nul et la variation de tension due au secteur est totalement éliminée.

La résistance interne $\rho$ peut aussi, dans certains cas, devenir négative. Nous y reviendrons un peu plus loin.

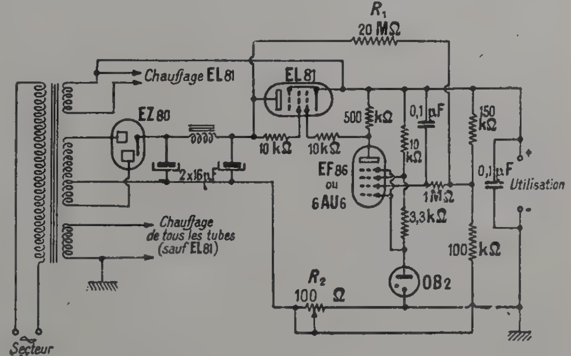



FIG. 2. — Schéma de principe de l'alimentation.

La figure 2 donne le schéma complet de l'alimentation. La résistance $R_1$ réalise le facteur $a$ et la résistance $R_2$ le facteur $b$. Le reste de l'alimentation se passe de commentaires.

Dans la construction de cet appareil, on s'est efforcé d'utiliser du matériel courant. C'est pourquoi l'emploi du tube EL81 est recommandé, car la chute de tension qu'il provoque ne dépasse pas 90 V et ainsi, le transformateur est un modèle fournissant deux fois 350 V.

Les performances mesurées sont les suivantes : la variation de tension ne dépasse pas ±2 mV, quelle que soit la cause de la variation (secteur ou charge). Ceci est obtenu pour une sortie de 250 V et un courant consommé de 50 à 60 mA. La résistance interne $\rho$ est donc de l'ordre de 0,05 Ω. Le ronflement est de 1 mV à pleine charge et non mesurable à vide.

Les performances sont assez difficiles à mesurer, comme on peut s'en rendre compte d'après les chiffres indiqués ci-dessus. C'est d'ailleurs parce que nous n'avons pas pu mesurer des différences inférieures à 2 mV que la mise au point n'a pas pu être plus poussée. Mais ceci est inutile, car on sait qu'il y aura quelques variations avec le courant consommé.

Quant à la possibilité d'existence d'une résistance interne négative, nous avons eu quelques inquiétudes. Le branchement ou le débranchement d'une résistance de charge provoquait en effet une oscillation qui durait une demi-période seulement, soit environ 0,5 s. Nous avons vérifié que si on s'arrange pour le terme $\rho$ reste nul ou positif très faible, il n'y a aucun ennui. L'essai sur un amplificateur à grand gain et sur un récepteur de radiodiffusion complet nous l'a confirmé.

On est donc en présence d'un appareil de possibilités équivalentes, sinon supérieures, à un système comportant un grand nombre de tubes. Mais ici, surtout, le fonctionnement est assuré le dernier fil posé.

LINDENHOVIUS (H. J.) et RINIA (H.), *Revue Tech. Philips*, 1941, **6**, 54.

## SÉANCE DU 21 MARS 1957

### 1. — Détection photoélectrique de l'effet Raman ;

par MM. F. VALENTIN, M. DUMARTIN et M. BIRON.

Nous avons perfectionné le générateur à décharges condensées qui a fait l'objet d'une publication antérieure [1]. Il permet de charger une batterie de condensateurs et, grâce à un dispositif annexe (thyratron ou éclateur), de la décharger dans une lampe à vapeur de mercure. Il s'agit d'un brûleur « Gallois » à courant continu (110 V, 2,7 A) ; il supporte très bien les décharges condensées sous 10 kV, à la cadence de 50 Hz et avec une puissance moyenne correspondant à son fonctionnement normal (soit 6 J par décharge).

Même dans le brûleur préalablement chauffé par un fonctionnement en courant continu, la décharge condensée ne s'amorce pas ; c'est pourquoi nous avons été amenés à fixer à demeure sur le corps même de la lampe, une électrode auxiliaire en forme de collier, reliée à l'une des bornes et placée à 1 cm environ de l'autre borne (*fig.* 1).

La décharge était initialement commandée par un thyratron qui devait supporter quelques dizaines de milliers d'ampères pendant quelques microsecondes ; sa cathode se désagrégeant rapidement, ce thyratron a dû être remplacé par un éclateur mécanique actionné

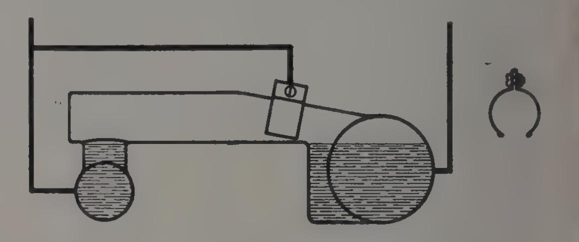


FIG. 1. — Le brûleur à mercure et son électrode d'amorçage.

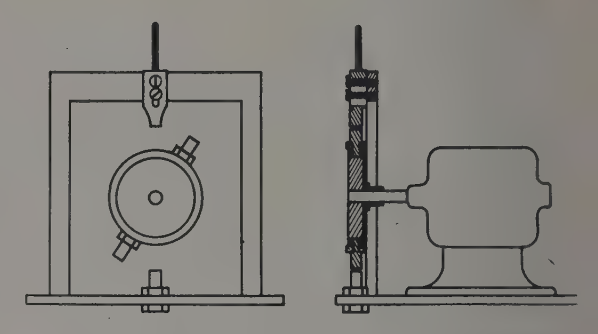


FIG. 2. — L'éclateur tournant et son moteur synchrone.

par un moteur synchrone ; ce dispositif est bruyant, mais il permet un réglage facile des électrodes et leur remplacement immédiat (*fig.* 2).

A l'aide d'un condenseur, on projette l'image du brûleur dans le tube à diffusion en forme de sabot contenant le liquide à étudier. La lumière diffusée à angle droit du faisceau incident est concentrée par une lentille auxiliaire sur la fente du spectrographe.

Le spectrographe à optique de verre comprend :

un collimateur de 1 100 mm de longueur focale et de 140 mm d'ouverture,

un train de trois prismes en flint léger de 120 mm de haut et de 170 mm de côté.

un objectif photographique de longueur focale 1 100 mm. Dans son plan focal on déplace la fente exploratrice du dispositif photoélectrique ; cette fente, le multiplicateur d'électrons et une partie de l'électronique sont montés sur un même chariot mobile qu'on déplace au moyen d'une vis entraînée par un moteur auxiliaire.

Par suite de considérations mécaniques, le multiplicateur d'électrons a dû être placé assez loin du plan focal ; pour collecter la lumière ayant traversé la fente exploratrice et la diriger sur la photocathode quelle que soit l'inclinaison du rayon moyen, nous avons dû placer une lentille cylindrique derrière la fente.

Le flux lumineux ne dépendant que de l'ouverture du collimateur, la grande dispersion du spectrographe utilisé n'est plus un obstacle à la détection des raies Raman ; au contraire, elle facilite la réalisation mécanique de la fente et du dispositif d'exploration.

La détection des impulsions lumineuses brèves est assurée par un photomultiplicateur 1P21 (ou 931A) suivi d'un amplificateur à large bande dont le principe a été indiqué dans une publication antérieure [2]. Du fait de sa large bande passante, cet amplificateur présente un bruit de fond intense mais en revanche, la crête du signal étant très élevée, cet amplificateur est à faible gain et peut être établi sans difficulté. Le calcul théorique du rapport signal/bruit de fond montre d'ailleurs que le gain du montage n'est pas égal au rapport signal de crête/signal moyen mais seulement à sa racine carrée.

L'observation du signal de sortie à l'oscillographe cathodique nous a montré que, malgré sa relativement impulsions produites par ce montage et qui définissent parfaitement l'éclair débloquent périodiquement un tube « interrupteur ». Ce tube, pour des raisons de phase du signal utile, se trouve être le deuxième tube amplificateur situé derrière le photomultiplicateur ; il est monté en contre-réaction pour que le signal utile ne soit pas déformé et surtout que l'impulsion de déblocage ne soit pas additionnée au signal. L'expérience montre que, malgré l'utilisation d'un tube modulateur ordinaire (dont la deuxième grille de commande ne possède pas de grand coefficient d'amplification), le montage procure un affaiblissement des signaux parasites (bruit de fond entre les éclairs) supérieur à 100.

Dans ces conditions, nous avons obtenu les enregistrements des spectres de diffusion du benzène (*fig.* 3) et du tétrachlorure de carbone (*fig.* 4). L'excitation inhabituelle du brûleur à mercure ne dégrade pas sensi-

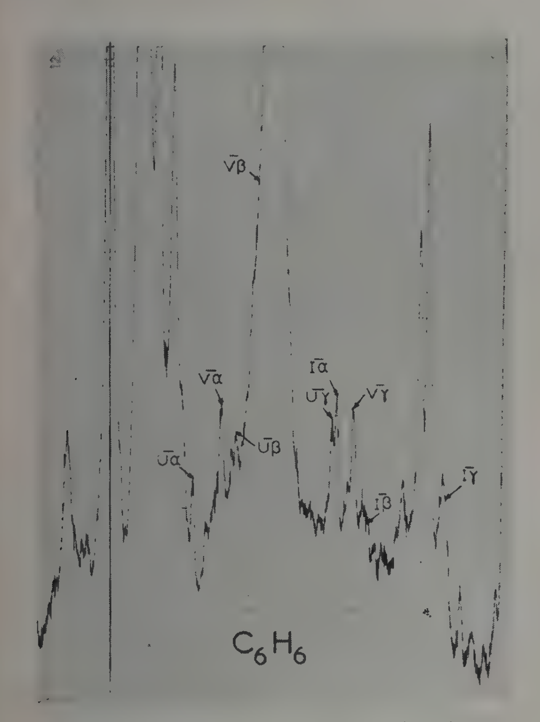



Fig. 3. — Spectre de diffusion du benzène.

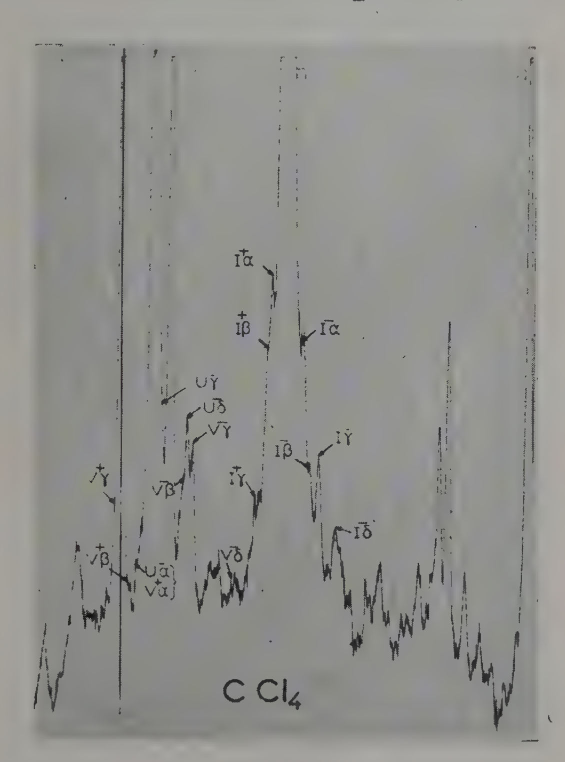



Fig. 4. — Spectre de diffusion du tétrachlorure de carbone.

grande intensité, le signal était noyé dans le bruit de fond qui se produisait entre les éclairs. Nous avons donc pensé réduire considérablement le bruit de fond en rendant l'amplificateur insensible pendant le temps qui sépare deux éclairs et en le débloquant juste au moment de l'éclair.

Nous ne pouvions utiliser un montage asservi au secteur, car l'éclair est déclenché mécaniquement par l'éclateur à des instants fluctuant par rapport à la phase ; nous avons donc utilisé un montage annexe, comprenant une cellule photoélectrique et un petit amplificateur, placé à proximité du tube Raman et éclairé par la lumière diffusée par le condenseur. Les

blement son spectre, le fond n'est pas trop augmenté, il n'apparaît pas de raies nouvelles mais leurs intensités respectives sont parfois profondément modifiées ainsi qu'on peut s'en rendre compte sur l'enregistrement direct de la lumière du tube à mercure diffusée par un papier noir (*fig.* 5). En plus des raies indigo (4 358 Å) et violette (4 047 Å), il apparaît une raie intense dans le proche ultraviolet (3 984 Å), si bien que les raies Raman qui apparaissent sur nos enregistrements sont données par ces trois raies respectivement dénommées (I), (V) et (U).

Dans le spectre du benzène nous avons appelé respectivement α, β, γ les raies 992, 1 585 et 3 063 $cm^{-1}$ ;

dans le spectre du tétrachlorure de carbone les raies $\alpha$, $\beta$, $\gamma$ et $\delta$ sont respectivement les raies 218, 314, 458 et 762-790 $cm^{-1}$.

Avec un tel montage il nous sera très facile d'appliquer de plus une corrélation : comme l'amplificateur ne délivre aucun signal en dehors du signal utile, il suffit d'augmenter la constante de temps du détecteur de crête qui fonctionne alors comme un détecteur de phase ; on peut ainsi artificiellement réduire la bande passante à la sortie de l'amplificateur et augmenter encore le rapport signal/bruit de fond au prix d'une simple réduction de la vitesse d'analyse.

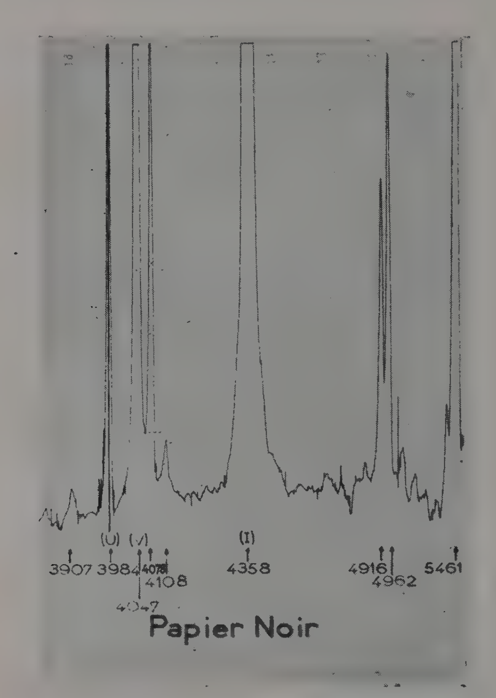



Fig. 5. — Spectre du mercure en décharges condensées.

En plus de l'application de la corrélation, nous nous proposons d'améliorer encore les performances de cet ensemble en modifiant le montage du tube interrupteur ainsi que le principe du commutateur tournant qui déclenche l'éclair afin de revenir à un ensemble entièrement statique dont la réalisation définitive est en cours.

[1] Valentin (F.) et Monicard (R.), Générateur à décharges condensées de grande puissance synchronisées par le secteur. *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 145.

[2] Valentin (F.), Détection des impulsions lumineuses brèves par un montage à multiplicateur d'électrons. *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 73 S.

**2. — Présentation d'un traité de thermodynamique ;**

par M. J. Mercier.

---

SECTION MÉDITERRANÉE
(*Marseille*)

---

**SÉANCE DU 15 FÉVRIER 1957**

**1. — Diffraction du son par un mur circulaire entourant une source ;**

par M. M. Foti.

On rencontre souvent dans la pratique des sources sonores cachées par un écran qui ne les enferme pas complètement. On s'est proposé d'étudier la diffraction du son par un tel écran dans le cas simple où il est constitué par un mur cylindrique, la source ponctuelle étant placée sur un sol réfléchissant, dans l'axe du cylindre.

Expérimentalement, on a exploré en chambre sans écho le champ sonore créé par un tuyau de faible diamètre débouchant dans une plaque et on s'est attaché à relever dans l'espace les variations du niveau sonore introduites par l'obstacle. On s'est placé dans le cas de longueurs d'onde non petites par rapport aux dimensions des murs, pour figurer les conditions de la pratique.

Les résultats obtenus feront l'objet d'une publication ultérieure.

(*) **2. — Réalisation d'une chambre de rayons X à dispersion réglable de manière continue ;**

par M. G. Périnet,

Ingénieur au Laboratoire de rayons X
du Centre de Recherches Scientifiques,
Industrielles et Maritimes de Marseille.

Cette chambre, conçue initialement pour l'évaluation précise du rapport $c/a$ des paramètres cristallographiques des apatites suivant la méthode de H. Brasseur [1], peut être utilisée, plus généralement, pour l'étude d'un étroit domaine angulaire d'angles de Bragg grâce à sa grande dispersion et son grand pouvoir séparateur.

Principe. — Elle utilise les propriétés focalisantes des couches planes microcristallines (principe de Brentano [2]) mais, contrairement au spectromètre à compteur G. M. ou à la chambre de Rose [3] elle n'est pas construite pour enregistrer tout le spectre simultanément, mais uniquement les raies comprises dans un domaine angulaire de $\theta_2 - \theta_1 = 2°$ environ. Pour l'étude des raies comprises entre $\theta_1$ et $\theta_2$, la plaque échantillon reçoit le faisceau de rayons X sous l'angle de Bragg $\theta_0 = (\theta_1 + \theta_2)/2$.

Le film (film dentaire $3 \times 4$ cm) est normal au rayon diffracté sous $\theta_0$.

Les distances source-échantillon et échantillon-film sont égales de sorte qu'il y a focalisation rigoureuse pour la raie diffractée sous $\theta_0$.

Pour les raies diffractées entre les angles $\theta_1$ et $\theta_2$ il n'y a pas focalisation rigoureuse suivant le principe

Seeman-Bohlin ; néanmoins les raies les plus éloignées de $\theta_0$ ($\theta_0 \pm 2^o$) sont suffisamment fines car

1° l'écart angulaire 2° est relativement faible,

2° le rayon diffracté moyen est normal au film,

3° l'appareil est immobile pendant la pose,

4° les dimensions de l'échantillon sont très faibles par rapport au rayon de la chambre,

5° il n'y a pas de fente d'entrée (l'élargissement des raies qu'elle produit habituellement est ainsi supprimé).

Ainsi pour une dispersion correspondant à un rayon de la chambre de 300 mm, la largeur de la raie (100) du quartz n'est que de 0,17 mm pour $CuK\alpha_1$.

Description de l'appareil. — Le porte-film F (*fig.* 1) peut glisser sur un tige plane T dont la gradua-

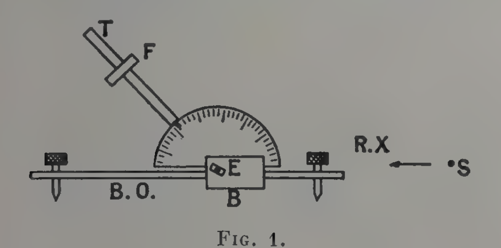



Fig. 1.

tion matérialise la dispersion de la chambre. La tige T et le porte-échantillon E ont un axe commun fixé sur le bloc B. Ce bloc peut glisser sur un banc d'optique gradué B. O. L'axe de rotation horizontal est parallèle au foyer linéaire du tube de rayons X, de sorte que la mise en place de l'échantillon est simple.

En effet la substance analysée, au préalable finement broyée, est mise en suspension dans de l'eau ou de l'alcool puis déposée sur une lamelle de microscope. Après séchage on obtient généralement une couche de poudre suffisamment adhérente, de sorte que l'on supprime les inconvénients dus au liant. D'autre part, l'épaisseur de la couche, de l'ordre de 0,01 mm, rend négligeable l'élargissement des raies dû à l'absorption des rayons X dans la substance analysée.

L'échantillon reçoit un gros faisceau de rayons X uniquement limité par un tube cylindrique en plomb. Le domaine $\theta_2 - \theta_1$ à étudier est réglé en faisant tourner l'axe général porte-échantillon porte-film. Celui-ci est commandé par une vis à tête moletée par l'intermédiaire d'un train d'engrenages tel que lorsque l'échantillon tourne d'un angle $\theta$ le film tourne d'un angle $2\theta$.

Ainsi, pour une dispersion donnée correspondant à une position bien déterminée du porte-échantillon, il y a focalisation pour n'importe quel angle $\theta_0$ choisi à l'avance et parafocalisation dans le domaine $\theta_0 \pm 2^o$.

Pour modifier la dispersion il suffit de déplacer dans le même sens et d'une même longueur le bloc B et le porte-film F.

Résultats. — Malgré sa simplicité de conception cette chambre possède un bon pouvoir séparateur. Ainsi le doublet $K\alpha_1$-$K\alpha_2$ du cuivre est résolu pour de faibles valeurs de $\theta$ (à partir de $\theta = 10^o$ environ). Par exemple, dans le spectre du quartz le doublet de la raie (100) est résolu, à moins de $\theta = 10{,}5^o$ tandis qu'un spectromètre à compteur G. M. ne commence à résoudre ce doublet qu'à partir de la raie (110) à $\theta = 18{,}2^o$.

Pour le plan (100), première raie du quartz, la différence angulaire $\theta$ entre $CuK\alpha_1$ et $CuK\alpha_2$ n'est que de 1,6′, ce qui donne à peu près le pouvoir séparateur de cette chambre quand $\theta$ est voisin de 10°.

Avec un tube classique (45 kV, 20 mA), les durées de pose sont courtes, même avec une grande dispersion [1 h pour la raie (100) du quartz avec un rayon de la chambre de 300 mm].

Avec cette chambre il a été possible d'examiner des apatites [4] avec une précision de l'ordre de 0,07 % sur le rapport $c/a$ des axes.

[1] Brasseur (H.), *Acad. Roy. Belgique*, 1950, 251.
[2] Brentano (J.), *Proc. Phys. Soc.*, 1925, **37**, 84.
[3] Rose (A. J.) et Rérat (C.), *Bull. Soc. Fr. Minér. Crist.*, 1954, **77**, 348.
[4] Périnet (G.) et Michaud (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 400.

## (*) 3. — Nouvelles recherches sur la structure des jets d'air à grande vitesse et les fréquences ultrasonores émises ;

par Mlle M. Merle,
Docteur ès Sciences,
Chargée de Recherches au C. N. R. S.,
Centre de Recherches Scientifiques, Industrielles et Maritimes de Marseille.

Sommaire. — *Un jet d'air à grande vitesse sortant librement d'une tuyère émet des ondes acoustiques dont la fréquence dépend de la pression génératrice et de la forme de l'ajutage.*

*En faisant décroître régulièrement la pression-réservoir d'un jet de révolution, on observe cinq étages successifs dans la distribution des fréquences des sons émis. Pour les jets bidimensionnels, la distribution est continue ; pour un jet sortant d'un ajutage carré, deux étages ont pu être observés.*

*Ces distributions de la fréquence sont étroitement liées à la structure périodique du jet, laquelle présente précisément des changements brusques ou, au contraire, une évolution continue, selon la forme de l'ajutage.*

I. Nous avons montré, dans une précédente communication (1), qu'un jet d'air supersonique s'échappant librement d'une tuyère émet des ondes ultrasonores puissantes dont l'étude est particulièrement intéressante car le phénomène est apparenté aux jets des réacteurs, d'où les problèmes connexes d'insonorisation.

II. Aspect du phénomène. — Lorsque la pression génératrice devient supérieure à 2 (plus exactement d'après la théorie lorsque

$$\frac{P_a}{P_r} < \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} = 0{,}527,$$

où $P_a$ est la pression atmosphérique dans laquelle le jet se détend et $P_r$ la pression dans le réservoir), on voit s'établir dans le jet des phénomènes stationnaires qui le divisent en chaînons dont la forme et la grandeur dépendent du rapport des pressions. Cette structure périodique apparaît très bien sur des ombrogrammes.

(1) Congrès international sur les traitements par les ultrasons, Marseille, 23-28 mai 1956.

A partir d'une certaine valeur de la pression génératrice, des émissions ultrasonores (ou sonores selon les dimensions de la tuyère) apparaissent. En examinant

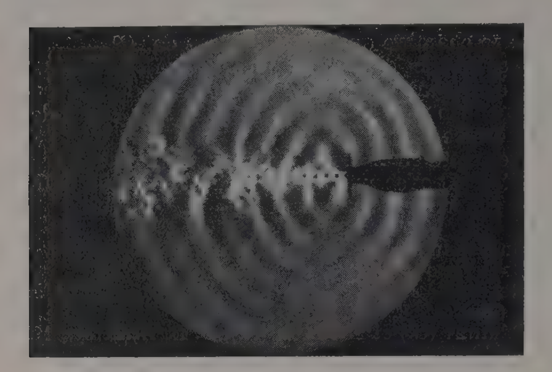


Fig. 1.

des striogrammes (*fig.* 1), nous avons pu remarquer deux émissions principales d'ondes sphériques de même fréquence : l'une se propageant vers l'aval du jet et centrée sur l'orifice de sortie, l'autre se propageant vers l'amont et centrée sur le quatrième ou cinquième chaînon, là où le jet cesse de posséder un aspect périodique pour devenir turbulent. Enfin, d'autres émissions, pas toujours visibles, plus étroites, de fréquences plus élevées, constituent sans doute des harmoniques des émissions principales.

III. Conditions expérimentales. — Le jet est alimenté par un réservoir d'air comprimé pourvu des accessoires nécessaires (thermomètre, manomètre, manomètre-détendeur à l'entrée pour maintenir la pression constante, tubulure de sortie de forme appropriée, etc.). Les ajutages sont interchangeables.

Les montages optiques de visualisation sont de deux sortes :

1° un système strioscopique pourvu de deux modes d'éclairage :

*a*) une étincelle très brève ($10^{-6}$ s) donnée par un éclateur linéaire permettant la photographie instantanée des émissions ultrasonores par le jet ;

*b*) une lampe au néon alimentée par un ensemble hétérodyne-amplificateur donnant un éclairage modulé. On peut ainsi en agissant sur la fréquence de l'éclairage stroboscopique, mettre en évidence une émission particulière. C'est ce qui nous a permis de relever avec une très grande précision les fréquences émises ;

2° un système ombrographique avec éclairage ponctuel plus approprié à l'étude de la structure du jet.

IV. Étude des émissions ultrasonores. — Nous avons comparé des jets issus d'ajutages de formes et de dimensions différentes et, pour chacun d'eux, nous avons fait décroître la pression du réservoir de 7 à 2,3 kg/cm² environ (en deçà et au delà de ces pressions, les émissions ne sont plus visibles). A chaque pression maintenue constante pendant la durée de l'observation, nous avons relevé la fréquence émise et observé la structure du jet.

Nous avons pu remarquer que

1° quel que soit l'ajutage, la fréquence est une fonction décroissante de la pression génératrice ;

2° qu'une relation de la forme

$$N = \frac{V}{d}\left(A + \frac{B}{\sqrt{R - R_c}}\right),$$

(où $N$ est la fréquence émise, $V$ la vitesse du son, $d$ la dimension de la buse, $R$ le rapport de la pression du réservoir à la pression atmosphérique dans laquelle le jet s'écoule, $R_c$ le rapport critique pour lequel la vitesse du son s'établit à l'orifice de sortie et $A$, $B$ des coefficients constants dans certaines limites) rend compte de l'ensemble du phénomène.

3° Les fréquences sont distribuées en un ou plusieurs étages successifs selon la forme de l'ajutage.

4° Ces distributions sont étroitement liées à la structure périodique du jet qui présente précisément des changements brusques ou, au contraire, une évolution continue selon l'ajutage.

*Jets bidimensionnels* issus d'une fente plus ou moins aplatie (*fig.* 2). — La distribution des fréquences est

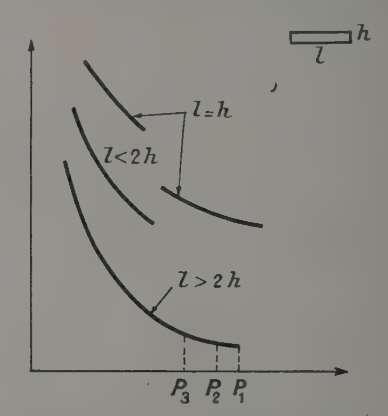



Fig. 2. — Jets bidimensionnels.
En abscisse, pression génératrice ; en ordonnée, fréquence.

continue ; la structure du jet ne subit du reste pas de changements brusques et caractéristiques lorsqu'on fait varier la pression génératrice. Nous avons remarqué que l'émission est d'autant plus visible à des pressions élevées que la longueur de l'orifice est plus grande par rapport à la hauteur, c'est-à-dire que la pression limite $P_1$ permettant une observation de l'émission rétrograde vers les basses pressions lorsqu'on diminue la longueur du jet sans modifier sa hauteur.

*Jets carrés* (ajutage en forme de tronc de pyramide, *fig.* 2). — Les fréquences sont nettement plus élevées que celles émises par les jets « rectangulaires » de même hauteur. De plus, des discontinuités de fréquence apparaissent divisant les pressions possibles en deux domaines. Les émissions sont instables, faibles et peu visibles.

Nous avons encore pu observer qu'un ajutage rectangulaire, dont la longueur est inférieure à deux fois la hauteur, donnait des fréquences sans discontinuité, inférieures à celles du jet « carré » correspondant, mais

plus élevées que celles correspondant à un jet de même hauteur mais de plus grande longueur.

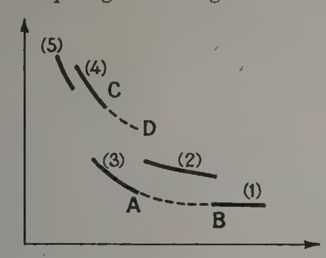



Fig. 3. — Jets de révolution.
En abscisse, pression génératrice ; en ordonnée, fréquence.

*Jets de révolution* (*fig.* 3). — La distribution des fréquences présente cinq étages successifs (plus ou moins enchevêtrés) d'importance et de stabilité très inégales. Ces différents domaines sont également visibles dans la structure du jet ; outre la décroissance progressive des « chaînons » dépendant de la pression génératrice, la distribution des ondes de compression et de détente subit des changements (plus ou moins brusques) aux pressions pour lesquelles des discontinuités de fréquences sont observées.

Le domaine (1) est instable, pas toujours observable selon l'ajutage (une onde de Riemann tronque l'onde de choc conique établie dans le jet, *fig.* 4).

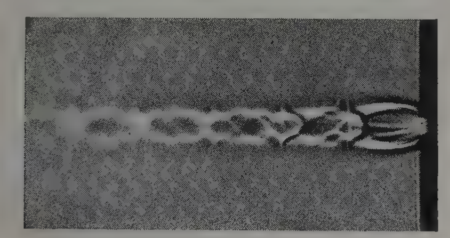


Fig. 4.

Le domaine (2) est très stable, l'émission est bien visible, c'est le domaine donnant les meilleures observations strioscopiques (l'onde de Riemann a disparu, *fig.* 5).

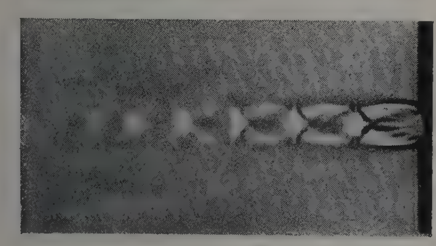


Fig. 5.

Le domaine (3) est instable ; il s'étale lorsqu'on fait croître le diamètre du jet (l'onde de choc conique s'amorce d'une manière instable, *fig* 6). Le domaine (1) semble le prolonger au delà de AB.

Le domaine (4) est stable, de hautes fréquences plus ou moins perturbées dans la région CD par la coexistence du domaine (3) [*fig.* 7].

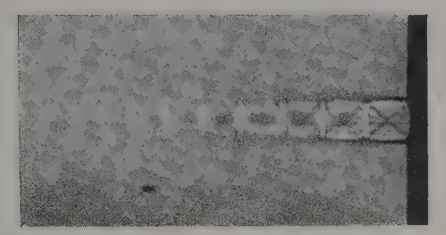


Fig. 6.

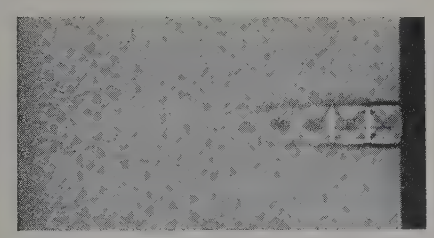


Fig. 7.

Le domaine (5) est instable, peu visible, étant données les faibles valeurs de la pression et les hautes fréquences (pas d'ondes de choc à l'intérieur du jet, mais des lignes de Mach qui se croisent et se réfléchissent à la limite du jet, *fig.* 8).

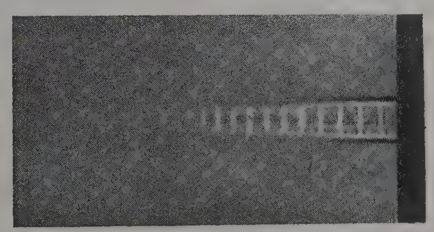


Fig. 8.

Cette interdépendance, confirmée par ces expériences, de la turbulence, de la structure interne du jet et de la fréquence sonore émise, est du reste une conséquence logique du mécanisme de la formation de ces émissions qui, selon les hypothèses admises, seraient dues à une interaction des tourbillons et ondes de choc.

## SÉANCE DU 1er MARS 1957

### (*) Influence du cortège sur les réactions nucléaires. Applications astrophysiques ;

par M. E. Schatzman.

Nous envisagerons l'influence du cortège sur les phénomènes nucléaires suivants : réactions nucléaires

entre particules chargées, avec franchissement d'une barrière de potentiel, radioactivité α, fission et capture β.

La grandeur essentielle, donnant le taux des réactions thermonucléaires, exprime la transparence de la barrière de potentiel

$$G = \exp\left\{-2\frac{\sqrt{2\,\overline{m}}}{\hbar}\int_{r^*}^{r_E}\sqrt{U-E}\,dr\right\},$$

où $\overline{m}$ est la masse réduite, $\overline{m} = m_1 m_2/(m_1 + m_2)$, $r^*$ le rayon du noyau composé

$$r^* = 1{,}4.10^{-13}\,(A_1 + A_2)^{1/3}.$$

Habituellement, on prend pour $U$ le potentiel de Coulomb. Mais en réalité, le noyau est entouré par des électrons. La charge d'espace des électrons modifie la forme et l'épaisseur de la barrière de potentiel et cela d'autant plus que la pression est plus élevée. Le zéro des énergies cinétiques des particules libres se trouve légèrement relevé et la barrière de potentiel amincie. Le facteur de transparence de la barrière de potentiel se trouve grandement augmenté et, par conséquent, dans les étoiles le taux de production d'énergie par les réactions thermonucléaires.

Si l'on écrit la loi de production d'énergie sous la forme d'une formule d'interpolation au voisinage de la température $T$ et d'une densité ρ sous la forme

$$\varepsilon = \varepsilon_0\,\rho^\mu\,T^\nu,$$

les exposants μ et ν vont dépendre de la densité. En particulier l'exposant de la température va se trouver diminué (moindre sensibilité aux variations de température) et l'exposant de la densité va se trouver augmenté (plus grande sensibilité aux variations de densité). Diverses conséquences peuvent en être tirées concernant la structure interne des étoiles, particulièrement pour les étoiles dont la température centrale est relativement basse (10 millions de degrés environ) qui tirent leur énergie des réactions

$$^1H + {}^1H = {}^2D,$$
$$^2D + {}^1H = {}^3He,$$
$$^3He + {}^3He = {}^4He + {}^1H + {}^1H.$$

L'abaissement de l'exposant de la température signifie que le « noyau » central de l'étoile sera en équilibre radiatif et non pas en équilibre convectif comme dans les étoiles plus chaudes.

De la même façon, la charge d'espace des électrons agit sur la radioactivité α. Le niveau de la particule α dans l'atome se trouve relativement plus bas par rapport à la barrière de potentiel, ce qui entraîne une augmentation de la période de déclin. Cependant, dans tous les cas usuels, cette augmentation est très minime, de l'ordre de $10^{-9}$ en valeur relative. Il faut atteindre des densités extrêmement élevées (de l'ordre de $10^9$ g/cm³) pour que l'effet de la charge d'espace soit de changer la période de l'uranium par un facteur 2.

La fission paraît plus sensible à la charge d'espace (fission spontanée). L'énergie d'oscillation des noyaux est plus grande quand on tient compte de la charge d'espace des électrons que lorsqu'on la néglige. L'énergie d'oscillation du noyau (modèle en goutte) est alors plus grande. Le niveau d'énergie se trouve alors relevé de telle façon que le facteur de transmission de la barrière de potentiel se trouve considérablement augmenté ; la période de déclin pour la fission spontanée s'en trouve raccourcie. Il en résulte que les noyaux subissant la fission spontanée vont se trouver dans un état d'instabilité beaucoup plus grand à l'intérieur des « étoiles » où a lieu la production des éléments lourds qu'à leur surface. Ce résulta signifie, en particulier, que les éruptions des étoiles éruptives (genre T Tauri) ne peuvent être dues à la fission spontanée d'atomes lourds qui deviendraient instables à la surface de l'étoile, puisqu'au contraire ils sont moins stables à l'intérieur ; cela vient donc en contradiction d'une hypothèse d'Ambarzoumian.

La capture β est susceptible d'applications à divers problèmes d'astrophysique, notamment à cause de la variante du cycle précédent :

$$^3He + e^- = {}^3H,$$
$$^3H + {}^1H = {}^4He$$

et diverses conséquences peuvent en être tirées, notamment en ce qui concerne la structure interne des naines blanches.

*Bibliographie.* — La description de ces propriétés se trouve notamment dans un ouvrage à paraître : White dwarfs (North Holland Publishing Co). En ce qui concerne la radioactivité α, voir *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 853. Le travail sur la fission spontanée est nouveau. Un article détaillé est en préparation.

Un exposé détaillé sur la capture β se trouve dans l'ouvrage sur les naines blanches mentionné plus haut et dans le *Journal Astronomique de l'U. R. S. S.*, 1956, **33**, 800.

---

SECTION SUD-EST
(*Grenoble*)

---

## SÉANCE DU 23 JANVIER 1957

### 1. — Propriétés magnétiques des ferrites de terres rares à structure grenat ;

par M. R. Pauthenet,
Laboratoire d'Électrostatique
et de Physique du Métal, Grenoble.

On présente les résultats expérimentaux relatifs à la variation thermique de l'aimantation spontanée et de l'inverse de la susceptibilité paramagnétique superposée, au-dessous du point de Curie ferromagnétique, des ferrites de terres rares de formule $5Fe_2O_3.3M_2O_3$, avec M = Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu. Les propriétés magnétiques de ces ferrites du type grenat s'interprètent par les théories du ferrimagnétisme. Au-dessous de températures de l'ordre de 100 °K, le moment magnétique de l'ion terre rare est partiellement bloqué. On obtient des renseignements nouveaux sur la grandeur et la nature des interactions entre les différents ions magnétiques. Ces résultats font l'objet d'autres publications [1], [2], [3].

[1] PAUTHENET (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **243**, 1499.
[2] PAUTHENET (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **243**, 1737.
[3] PAUTHENET (R.), *Ann. Physique* (à paraître).

### 2. — Anomalies des cycles d'hystérésis dues au traînage de diffusion ;

par M. P. BRISSONNEAU,
Laboratoire d'Électrostatique
et de Physique du Métal, Grenoble.

Quand, après un long repos, on place dans un champ magnétique alternatif faible, un échantillon de fer contenant des traces de carbone en solution solide, le cycle d'hystérésis observé à l'oscillographe présente des « étranglements » variables au cours du temps. Ces résultats s'interprètent au moyen de la théorie du traînage magnétique de diffusion de L. Néel [1]. Ils font l'objet d'une note aux Comptes rendus de l'Académie des Sciences, à paraître très prochainement. Ils sont à rapprocher d'autre part, d'anomalies semblables rencontrées sur les alliages du type Perminvar qui présentent des surstructures d'orientation. Comme l'a montré L. Néel [2], les deux phénomènes ne se différencient pas du point de vue atomique ; l'un et l'autre résultent d'un couplage entre l'aimantation spontanée et la position des hétéroatomes.

[1] NÉEL (L.), *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 249.
[2] NÉEL (L.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 225.

### 3. — Effet Faraday paramagnétique à 3 000 MHz. Résultats expérimentaux ;

par Mme J. SOUTIF-GUICHERD,
Laboratoire d'Électrostatique
et de Physique du Métal, Grenoble.

INTRODUCTION. — Le calcul que nous avons proposé [1], [2] pour la rotation Faraday du mode $H_{11}$ dans un guide empli d'une substance gyroparamagnétique conduit à l'expression suivante de l'angle de rotation $\theta$

$$\theta = \frac{8\pi^2}{a^2 - 1} \frac{l\sqrt{\varepsilon}}{\Lambda_g} \xi', \qquad (1)$$

dans laquelle $a = 1{,}84$, premier maximum de $\mathbf{J}_1(n)$ ; $l$ est la longueur de l'échantillon de pouvoir inducteur spécifique $\varepsilon$ et $\Lambda_g$ la longueur d'onde dans le guide vide.

$\xi'$ est la partie réelle de l'aimantation transversale prise par la substance en présence du champ directeur $H_z$ et du champ de haute fréquence.

D'autre part, l'étude théorique de $\xi'$ nous a conduite [3] aux formules :

$$\xi' = \chi_0 \frac{\omega\omega_0\left(\omega_0^2 - \omega^2 + \frac{1}{T^2}\right)}{\left[(\omega_0 - \omega)^2 + \frac{1}{T^2}\right]\left[(\omega + \omega_0)^2 + \frac{1}{T^2}\right]}, \qquad (2)$$

cas lorentzien ($\mathcal{L}$) ;

$$\xi' = -\chi_0 \frac{\omega T}{\sqrt{2}} \times$$
$$\times \left\{ Y[T(\omega - \omega_0)/\sqrt{2}] - Y[T(\omega + \omega_0)/\sqrt{2}]\right\}; \qquad (3)$$

cas gaussien ($\mathcal{G}$).

$\omega$ est la pulsation de l'oscillateur (fixe), $\omega_0 = \gamma H_z$ est la pulsation de Larmor variable avec le champ directeur et $T$ est le temps de relaxation. $Y(x)$ est la fonction

$$e^{-x^2} \int_0^x e^{t^2}\, dt.$$

Les résultats décrits ici constituent les justifications de ces expressions.

ÉTUDE DES FORMES DES COURBES DE RÉSONANCE. — Ces études ont porté sur des sels des ions $Mn^{2+}$ et $Fe^{3+}$ qui sont dans un état fondamental S et présentent une très faible anisotropie magnétique et sur les sels de $Cu^{2+}$ qui, bien qu'anisotropes, ont l'avantage d'être très bien connus par des études de résonance [4], [5].

La forme des courbes est exactement conforme à la théorie et les critères de forme établis [3] permettent de juger de l'appartenance au type $\mathcal{L}$ ou $\mathcal{G}$. Pour les sels où le rétrécissement par échange joue un rôle important, la courbe se révèle pratiquement lorentzienne.

Trois points particulièrement intéressants méritent d'être soulignés :

1° Dans le cas où la largeur de raie $\Delta H$ est de l'ordre de 1 à 0,1 de la valeur du champ de résonance, le point d'inversion $H_i$ ne se trouve plus à demi-distance des deux positions $H_1$ et $H_2$ des extrema de $\xi'$. Dans ce cas $\overline{H}_0$, moyenne arithmétique de $H_1$ et $H_2$, reste égal au champ de résonance $H_0$. C'est donc ce champ $\overline{H}_0$ qui donnera la valeur du facteur de Landé.

Ainsi, pour le sulfate de cuivre hydraté, nous trouvons un champ $\overline{H}_0$ de 995 Oe, soit un facteur de Landé de 2,17. Or la valeur moyenne

$$g = \sqrt{g_{\parallel}^2\, \overline{\cos^2\theta} + g_{\perp}^2\, \overline{\sin^2\theta}}$$

est de 2,20 à partir des valeurs de $g_{\parallel}$ et $g_{\perp}$ données par Bagguley et Griffiths et de 2,17 à partir de celles d'Arnold et Kip.

2° Le champ d'inversion $H_i$ est donné par

$$H_i = H_0\sqrt{1 - x^2}, \qquad (4)$$

où $x = \Delta H/2H_0$, rapport de la demi-largeur au champ de résonance. On ferait donc une erreur grossière en prenant comme champ de résonance cette valeur du champ ; ainsi, pour le carbonate de manganèse anhydre où $1/x = 3{,}2$, le champ $H_i$ est de 980 Oe, $\overline{H}_0$ de 1 035 Oe et $H_0$, tiré de la formule (4), de 1 033 Oe.

3° L'étude des courbes théoriques montre que, tant que $x$ est grand, les deux extrema de la courbe doivent être différents et donnent une allure dyssymétrique à la courbe. Les dyssymétries théoriques dans les deux cas considérés $\mathcal{L}$ et $\mathcal{G}$ sont indiquées au tableau I.

TABLEAU I

| | $1/x$ | 2 | 3 | 5 | 10 | $\gg 10$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $\left\lvert\frac{\xi_2}{\xi_1}\right\rvert$ | $\mathcal{G}$ | 1,9 | 1,4 | 1,2 | 1,1 | 1 |
| | $\mathcal{L}$ | 3,4 | 2,1 | 1,4 | 1,2 | 1 |

Les dyssymétries observées permettent dans le cas des sels de manganèse (*fig.* 1) de classer les courbes de résonance dans le type lorentzien (tableau II).

TABLEAU II

| | $1/x$ | $\theta_9/\theta_1$ | type | $\theta_s$ | $\theta_s$ exp |
|---|---|---|---|---|---|
| $MnSO_4$ | 6,5 | 1,4 | $\mathcal{L}$ | 26′ | 26,7′ |
| $MnSO_4$, $H_2O$ | 6,1 | 1,4 | $\mathcal{L}$ | 24,8′ | 25,2′ |
| $MnCO_3$ | 3,2 | 1,9 | $\mathcal{L}$ | 17′ | 17,7′ |
| $CuSO_4$, $5H_2O$ | 10 | 1,5 | ? | $\mathcal{G} \to 4{,}5'$ ; $\mathcal{L} \to 2{,}2'$ | 3,3′ |

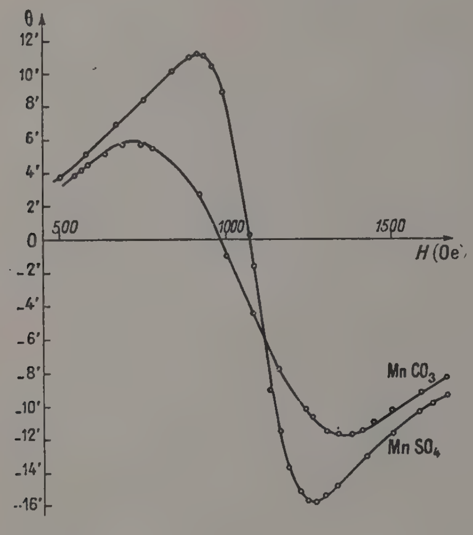



FIG. 1.

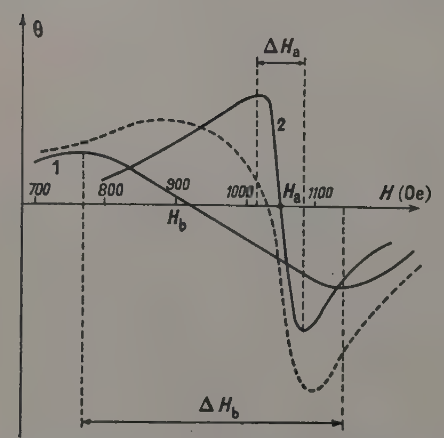



FIG. 2. — Sulfate de cuivre hydraté : courbe 1, cristal parallèle ; courbe 2, cristal perpendiculaire ; en pointillé, courbe obtenue sur la poudre.

On voit que pour $CuSO_4$, $5H_2O$ la dyssymétrie est trop grande pour le rapport $x$, elle peut s'expliquer par la variation de largeur de raie corrélative à la variation de $g$ avec l'orientation cristalline. Les résultats d'Arnold et Kip montrent en effet que $\Delta H$ varie dans le même sens que $g$ entre les valeurs très différentes de 55 Oe à 200 Oe. La courbe obtenue sur la poudre, superposition de toutes les courbes élémentaires, présente une sorte de coïncidence du deuxième extremum, tandis que le premier se trouve réparti dans une large zone (*fig.* 2).

COMPARAISON QUANTITATIVE DES RÉSULTATS THÉORIQUES ET EXPÉRIMENTAUX. — Chaque échantillon ayant été soigneusement pesé, nous pouvons en déduire sa masse spécifique et obtenir ainsi $\chi_0$ à partir des $\chi_M$ données par les mesures de magnétisme statique. Il est alors possible d'appliquer les formules théoriques (2) $\mathcal{L}$ ou (3) $\mathcal{G}$ et d'en déduire une valeur théorique numérique de $\theta_0$ à condition d'évaluer sur les courbes expérimentales la valeur du paramètre $x$ et de pouvoir choisir entre les deux groupes de formules d'après l'un de nos critères de forme. L'application de la relation (1) permet de déduire de $\xi'$ la rotation Faraday.

Le tableau II confronte les résultats théoriques et expérimentaux sous forme des angles de rotation totaux dont tourne le plan de polarisation en passant du premier au deuxième extremum.

L'accord entre la théorie et l'expérience est excellent. L'ensemble des théories de propagation et des formes de raies est ainsi justifié.

[1] SOUTIF-GUICHERD (Mme J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1418.
[2] SOUTIF-GUICHERD (Mme J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1868.
[3] SOUTIF-GUICHERD (Mme J.), Thèse, Grenoble, 9 janvier 1957.
[4] BAGGULEY (D. M. S.) et GRIFFITHS (J. H. E.), *Proc. Roy. Soc.*, 1950, **201**, 366.
[5] ARNOLD (R. D.) et KIP (A. F.), *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1199.

## SECTION SUD-EST
(*Lyon*)

### SÉANCE DU 1er FÉVRIER 1957

#### (*) 1. — Mesures spectroscopiques des températures des flammes ;

par M. M. PEYRON,
Institut de Physique Générale de l'Université de Lyon.

INTRODUCTION. — Les mélanges hydrocarbure-oxygène sont maintenant utilisés en combustion libre dans les propulseurs modernes (turbines à gaz, réacteurs, fusées). On a donc cherché à mesurer avec précision les températures des flammes à l'aide des méthodes spectroscopiques, par suite de la difficulté d'application des méthodes traditionnelles à de tels systèmes. Prendre comme thermomètre une molécule, placée au sein même de la combustion, que l'on peut examiner commodément sans perturber celle-ci, paraît à priori très tentant. Cependant, une telle méthode

est longue, nécessite un appareillage délicat et la température ainsi obtenue doit être interprétée avec les plus grandes précautions. Il est donc peu probable qu'elle dépasse le stade du laboratoire.

Cependant, l'étude systématique des températures des flammes a permis d'obtenir quelques précisions concernant la cinétique de la combustion. Par suite du grand nombre d'espèces chimiques possibles en présence, le problème est complexe et les résultats obtenus sont limités. Nous n'envisagerons ici que les combustions à la pression atmosphérique.

La notion de température. — Au sens thermodynamique classique, la température est définie seulement pour un système en équilibre. Or, dans un front de flamme, le gradient de température atteint 100 000°/mm. (Une flamme brûlant un mélange stœchiométrique acétylène-oxygène a une température supérieure à 3 000 °K et une épaisseur de l'ordre de 0,3 mm.) La molécule qui franchit ce front rayonne au bout d'un temps très court, après avoir subi quelques collisions. Elle n'a certainement pas le temps d'atteindre son équilibre. En particulier, l'équipartition de l'énergie entre les différents degrés de liberté (translation, vibration, rotation, électronique) n'a pas le temps de se réaliser.

Il est cependant utile de définir une température dans un tel système. Ce sera la température correspondant à la valeur observée de l'énergie. La température est alors suivie du qualificatif de rotation, de vibration, de translation ou électronique, suivant que la mesure porte sur l'une ou l'autre de ces manifestations de l'énergie.

La concordance de deux ou plusieurs températures indiquera que le milieu est en équilibre thermique. Une température anormale sera l'indice d'une réaction chimique particulière, favorisant tel ou tel degré de liberté.

Les méthodes employées. — Les méthodes spectroscopiques se classent en trois groupes. Dans chaque groupe, une équation théorique relie la grandeur mesurée à la température :

a) *Mesure de la radiance* (température de renversement): loi de Planck relative à la distribution du rayonnement dans le corps noir et loi de Kirchhoff relative à la radiance d'un corps non noir.

Cette méthode utilise des atomes auxiliaires de sodium qui rayonnent en équilibre avec le milieu ambiant.

b) *Mesure de l'élargissement des raies spectrales* (température de translation) : loi de Maxwell de distribution des vitesses.

c) *Mesure de la distribution de l'intensité dans différentes raies* (température de rotation, de vibration ou électronique) : loi de distribution des populations de Boltzmann.

Toutes ces équations sont vérifiées pour des gaz en équilibre thermique. S'il n'en est pas ainsi, l'utilisation de l'une de ces équations détermine une température qui sera caractéristique de l'état d'énergie examiné, mais qui n'est pas nécessairement caractéristique des autres états.

Si la quantité mesurée n'est pas liée à la température par l'une de ces relations, la distribution de l'énergie est non thermique. Une telle anomalie, bien que rare, a été effectivement trouvée dans les flammes. Broida et Kostkowski [1] ont pu montrer qu'elle n'était pas due à une autoabsorption des raies.

Dans le cas des flammes, la méthode de Féry du renversement des raies du sodium et les mesures de répartition d'intensité dans les composantes de vibration et de rotation d'une bande sont très utilisées. La méthode d'iso-intensité [2], [3], qui diffère très peu de la méthode générale, permet d'éviter l'influence perturbatrice de l'autoabsorption.

Comparaison entre les températures de renversement et les températures de rotation. — Nous avons effectué de telles mesures dans les flammes d'hydrogène, de méthane, de propane et d'acétylène mélangés à l'oxygène [3]. Nous comparons au même point les température de renversement aux températures de rotation obtenues à l'aide de la bande $^2\Sigma^+ - {}^2\Pi$ de OH. Nos résultats sont en bon accord avec ceux de Broida et Lalos [4] et Kane et Broida [5].

Dans le *cône externe*, la température de la flamme mesurée par la méthode du renversement est, pour tous les combustibles, en bon accord avec la valeur de la température de rotation. Par contre, cette température de rotation est, dans le *cône interne*, plus élevée qu'au-dessus de la zone de réaction. La différence, qui est relativement petite dans les flammes d'hydrogène et de méthane, est plus élevée avec le propane et très importante avec l'acétylène, ainsi que le montre le tableau I (valeurs correspondant au mélange stœchiométrique).

Tableau I

| Gaz | Température de rotation (°K) Centre du cône interne | Température de rotation (°K) Cône externe 15 mm au-dessus du cône interne | Température de renversement (°K |
|---|---|---|---|
| $H_2$ | 2 925 | 2 780 | 2 930 |
| $CH_4$ | 3 000 | 2 900 | 2 850 |
| $C_3H_8$ | 3 000 | 2 850 | 2 850 |
| $C_2H_2$ | 3 750 | 2 990 | 2 900 |

L'introduction d'azote dans le mélange combustible-oxygène affecte la température de rotation (tableau II.)

Tableau II

| | Centre du cône interne | | Cône externe 15 mm au-dessus du cône interne | |
|---|---|---|---|---|
| Gaz | % Azote | $T$(°K) | % Azote | $T$(°K) |
| $H_2$ | 0 | 2 925 | 0 | 2 780 |
| | 15 | 2 875 | 15 | 2 725 |
| | 25 | 2 690 | 20 | 2 650 |
| | | | 30 | 2 400 |
| $CH_4$ | 0 | 2 875 | 0 | 2 800 |
| | 13 | 2 890 | 25 | 2 610 |
| $C_3H_8$ | 0 | 3 000 | 0 | 2 850 |
| | 8 | 3 250 | 8 | 2 810 |
| | 15 | 3 500 | 15 | 2 700 |
| $C_2H_2$ | 0 | 3 750 | 0 | 2 990 |
| | 23 | 4 000 | 25 | 2 850 |
| | 31 | 5 000 | 35 | 2 625 |

Dans le *cône interne* des flammes de méthane, de propane et d'acétylène cette température est plus élevée que pour les mélanges non dilués. Mais dans la totalité de la flamme de l'hydrogène et également dans le cône extérieur des flammes d'hydrocarbures la température décroît progressivement à mesure que la dilution augmente. La température de renversement décroît également de la même façon [7].

Ces faits suggèrent l'hypothèse que, dans le cône intérieur des flammes d'hydrocarbures, un processus chimique, dans lequel interviennent des composés carbonés est responsable de la formation du radical OH dans l'état excité $^2\Sigma^+$. Cette réaction donnerait aux produits formés une énergie de rotation élevée, mais la désactivation partielle par collision abaisserait la température de rotation à la valeur réellement observée. L'accroissement de la température avec la dilution confirme ce point de vue, car l'azote est beaucoup moins efficace que les autres molécules dans les transferts d'énergie par choc.

D'autre part, la concordance approchée des températures, jointe à l'influence d'un diluant inerte, montre qu'un équilibre thermique est atteint dans la flamme de l'hydrogène et dans le cône extérieur des flammes hydrocarbonées. Mais l'énergie élevée nécessaire pour porter OH à l'état $^2\Sigma^+$ (120 kcal environ) exclut toute possibilité d'excitation purement thermique. Une énergie aussi élevée peut toutefois se libérer à l'occasion d'une recombinaison d'atomes ou de molécules, en présence de OH qui l'emporterait sous forme d'énergie d'excitation. Les analogies spectroscopiques entre la flamme de l'hydrogène et le cône externe de la flamme des hydrocarbures semble montrer qu'il s'agit de recombinaison entre atomes ou molécules d'oxygène et d'hydrogène. Cette collision entre trois espèces apporterait juste assez d'énergie pour permettre à OH d'atteindre l'état $^2\Sigma^+$. Plusieurs réactions exothermiques proposées par Gaydon et Wolfhard [6] paraissent également satisfaisantes.

Une étude photométrique des bandes de vibration-rotation de OH ($^2\Pi$-$^2\Pi$), émises par le cône extérieur de la flamme de l'acétylène, conduit à une température de rotation plus basse (inférieure de 1 000°) que les valeurs concordantes obtenues à l'aide de la bande électronique ($^2\Sigma^+$-$^2\Pi$) et de la méthode du renversement des raies [3]. De plus, l'intensité relative de ces bandes ne paraît pas sensible aux variations de température de la flamme. La formation et l'excitation de la molécule OH à l'état $^2\Pi$ ne semble donc pas avoir une origine thermique. Des considérations énergétiques et expérimentales nous suggèrent la réaction

$$\begin{aligned} O + H + O_2 &\rightarrow OH + O_2 + 100 \text{ kcal} \\ &\rightarrow OH\ (^2\Pi \text{ excité}) + O_2(^1\Sigma_g^+) \end{aligned}$$

qui nous paraît la plus favorable. La température assez basse observée semble toutefois difficile à interpréter.

[1] Broida (H. P.) et Kostkowski (H. J.), *J. Chem. Physics*, 1956, **25**, 676.
[2] Dieke (G. H.) et Crosswhite (H. M.), Bumblebee Series Report n° 87. Johns Hopkins Univ., 1948.
[3] Peyron (M.), Thèse, Lyon, 1956.
[4] Broida (H. P.) et Lalos (G. T.), *J. Chem. Physics*, 1952, **20**, 1466.
[5] Kane (W. R.) et Broida (H. P.), *J. Chem. Physics*, 1953, **21**, 347.
[6] Gaydon (A. G.) et Wolfhard (H. G.), *Rev. Inst. Fr. du Pétrole*, 1949, **8**, 405.
[7] Veyrat (M^lle^ J.), Diplôme d'Études supérieures, Lyon, 1956.

## 2. — Spectre rouge et infrarouge de l'ammoniac ;

par M. P. Proisy.

La comparaison de spectres de l'ammoniac pris dans des conditions différentes montre que le spectre subit des variations qui permettent de distinguer plusieurs groupes d'émissions, dont l'apparition est liée à l'intensité de l'excitation. De cette comparaison il ressort que, contrairement à ce que l'on a admis jusqu'ici, le spectre décrit par Rimmer [1] n'est pas identique à celui qu'Eder avait observé et désigné sous le nom de « bande α ».

La décomposition du spectre de l'ammoniac en différents groupes de raies peut être poursuivie en utilisant les spectres de comètes. Le résultat de cette décomposition a fait l'objet d'une publication récente [2]. Les bandes de $NH_2$ observées en absorption par Herzberg et Ramsay [3] se placent toutes, dans les spectres de laboratoire, dans un même groupe ; dans les spectres de comètes, au contraire, ces bandes se séparent en deux groupes nettement distincts.

L'étude du spectre rouge de l'ammoniac obtenu avec une dispersion de 35 Å/mm près de Hα permet de déceler au voisinage de la bande 6 300 Å de $NH_2$ une structure semblable à celle que l'on observe au voisinage de la bande 5 707-5 703 Å. Le comportement des raies de ces structures dans les spectres de comètes montre que l'on se trouve en présence de deux systèmes, dont l'un est toujours présent dans les spectres de comètes, tandis que l'autre n'y a jamais été observé [4].

Des spectres infrarouges de l'ammoniac ont été obtenus, sur plaques Kodak I N hypersensibilisées à l'ammoniaque, à l'aide du spectrographe Zeiss à trois prismes utilisé précédemment pour l'étude du spectre visible [5]. Réglé au minimum de déviation pour Hα et muni d'une chambre photographique trois fois plus longue, le spectrographe donne une dispersion qui varie de 20 à 95 Å/mm entre 5 700 et 8 900 Å.

Avec l'excitation utilisée pour obtenir le spectre visible (7,5 mA), le spectre infrarouge se compose essentiellement des bandes du premier système positif de $N_2$ ($v' - v'' = 1$, 2 et 3) et de quelques raies de $H_2$. En réduisant l'intensité de la décharge à sa valeur minimum (2,5 mA) et avec des poses de 2,5 h, on obtient un spectre dans lequel ne subsistent que des traces des bandes de $N_2$.

Le spectre se compose d'un grand nombre de raies, parmi lesquelles on reconnaît les bandes de $NH_2$ signalées par Gaydon vers 7 350 Å et entre 8 200 et 8 270 Å [6], ou observées en absorption par Herzberg et Ramsay à 7 354 et 6 619 Å [3]. Un premier examen du spectre obtenu m'a amené à distinguer trois groupes de raies dont j'ai fait connaître le détail [7]. Un premier groupe s'étend de 7 100 à 7 674 Å et comprend la bande 7 354 de $NH_2$ ; un deuxième groupe, de 7 630 à 8 266 Å, comprend la bande observée par Gaydon entre 8 200 et 8 270 Å ; le troisième groupe enfin est observé de 8 150 à 8 730 Å.

[1] Rimmer (W. B.), *Proc. Roy. Soc.* [A], 1923, **103**, 696.
[2] Proisy (P.), *Ann. Physique* [13], 1956, **1**, 745 ; *Publ. Observ. Lyon*, **3**, n° 27.
[3] Herzberg (G.) et Ramsay (D. A.), *Disc. Faraday Soc.*, 1953, **14**, 11.
[4] Proisy (P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **243**, 1305.
[5] Proisy (P.), *Ann. Physique* [12], 1953, **8**, 5 ; *Publ. Observ. Lyon*, **3**, n° 20.
[6] Gaydon (A. G.), *Proc. Roy. Soc.* [A], 1942, **181**, 197.
[7] Proisy (P.), Colloque international d'Astrophysique sur « Les Molécules dans les Astres », Liège, juillet 1956 ; *Mém. Soc. Roy. des Sc. de Liège* [4], 1957, **18**, 454 ; *Publ. Observ. Lyon*, **3**, n° 29.

## SÉANCE DU 1er MARS 1957

(*)

### 1. — Propriétés optiques du pyroantimoniate de calcium ;

par M. R. Bernard et Mlle S. Vergier.

Le pyroantimoniate de calcium est préparé en chauffant pendant quelques heures à 900 °C un mélange de trioxyde d'antimoine et de carbonate de calcium dans les proportions d'une molécule de l'un pour deux molécules de l'autre. La réaction théorique est

$$Sb_2O_3 + 2\,CaCO_3 + O_2 \rightarrow Ca_2Sb_2O_7 + 2\,CO_2\nearrow$$

Elle est toujours difficile et souvent incomplète ; pour la favoriser on a intérêt à utiliser un excès de carbonate (1,8 fois environ la quantité théorique). Le plomb destiné à jouer le rôle d'activateur est introduit dans le mélange sous la forme d'une solution d'acétate. Après un second chauffage entre 1 100 et 1 200 °C on lave le pyroantimoniate obtenu de façon à éliminer la chaux en excès. Les substances obtenues avec 0,1 % de plomb sont les plus luminescentes.

Excité par une lampe à vapeur de mercure (basse pression) le pyroantimoniate de calcium émet une bande de phosphorescence qui s'étend entre 5 200 et 6 400 Å et dont le maximum se situe vers 6 100 Å. On observe de plus une fluorescence dans le violet et le proche ultraviolet, entre 4 800 et 3 600 Å.

A la température de l'azote liquide, la première bande est relativement peu modifiée alors que la deuxième est beaucoup plus intense et un peu plus large. Nous avons étudié l'influence de la température sur l'intensité de la luminescence de plusieurs échantillons contenant divers pourcentages de plomb. L'émission violette est forte à — 196 °C, puis diminue rapidement pour devenir négligeable dès — 100 °C (*fig.* 1). Quant à l'intensité de l'émission orangée qui présente un maximum vers — 130 °C, elle décroît de moins en moins vite avec la température à mesure que la teneur en plomb augmente (*fig.* 2).

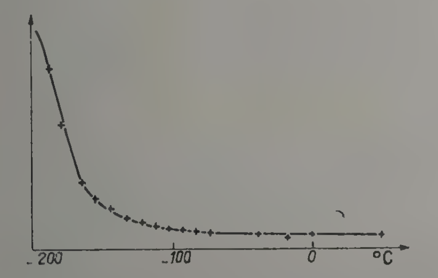



Fig. 1. — Variation avec la température (en abscisse) de l'intensité de la bande d'émission violette.

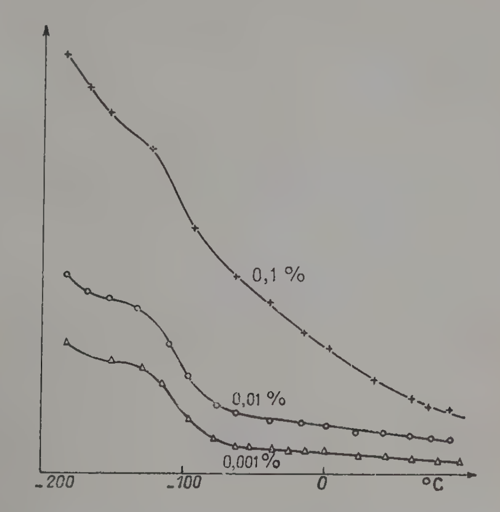



Fig. 2. — Variation avec la température (en abscisse) de l'intensité de la bande d'émission orangée. Chaque courbe correspond à une teneur en plomb indiquée en %.

Pour étudier l'absorption, on projette sur un écran de la substance la lumière émise par une lampe à hydrogène fournissant un fond continu dans l'ultraviolet. La figure 3 représente les spectres de la lumière réfléchie par du pyroantimoniate contenant 1 % de plomb (1), du pyroantimoniate non activé (2) et, à titre de comparaison, de la magnésie qui n'est pas absorbante (3). On voit que le plomb ajouté fait reculer la limite du spectre d'absorption de 2 800 à 3 050 Å environ.




Fig. 3.

Pour connaître les radiations par lesquelles la luminescence du pyroantimoniate de calcium est excitée, nous avons utilisé une méthode spectrographique. Un écran de la substance à étudier est placé dans le châssis d'un spectrographe qui disperse la lumière émise par une lampe à hydrogène. Une plaque photographique placée derrière cet écran est impressionnée aux endroits où sa luminescence est excitée. Les deux émissions orangée et violette sont excitées par les

radiations dont la longueur d'onde est inférieure à 2 700 Å, les plus efficaces de ces radiations se situant vers 2 300 Å.

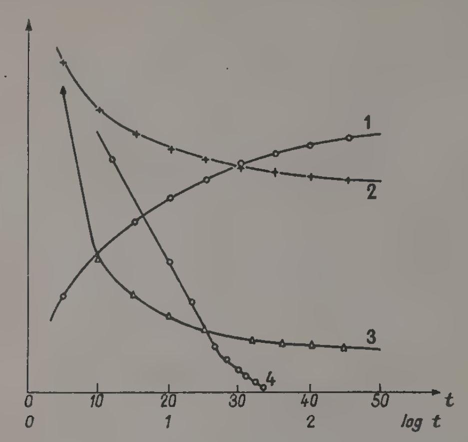



Fig. 4. — Déclin de la phosphorescence du pyroantimoniate de calcium : courbe 1, $\sqrt{1/I} = f(t)$ ; courbe 2, $\log I = f(t)$ ; courbe 3, $I = f(t)$ ; courbe 4, $\log I = f(\log t)$.

Le déclin de la phosphorescence étant assez rapide dans les conditions ordinaires nous avons opéré à des températures comprises entre 0 et — 64 °C sur un échantillon contenant 0,1 % de plomb. La figure 4 représente la variation avec le temps $t$ de différentes fonctions de l'intensité lumineuse $I$ émise par phosphorescence. Le déclin n'obéit à aucune loi simple. Il

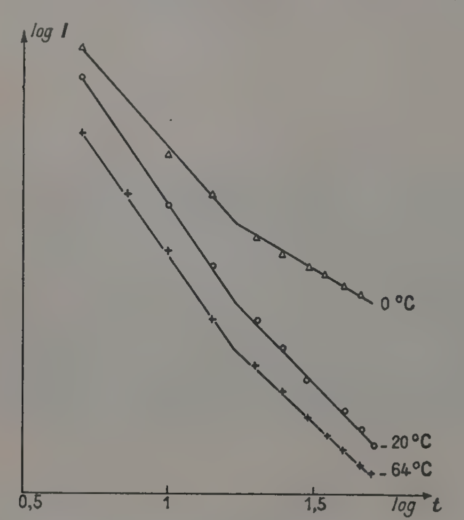



Fig. 5. — Déclin de la phosphorescence à différentes températures.

semble s'effectuer en deux stades (*fig.* 5) qui correspondent peut-être à des pièges électroniques de différentes profondeurs.

Nous avons tracé la courbe de thermoluminescence de plusieurs échantillons contenant de 0,001 à 0,1 % de plomb. On voit sur la figure 6 [courbe (a)] trois maxima correspondant aux températures de —150, —105 et

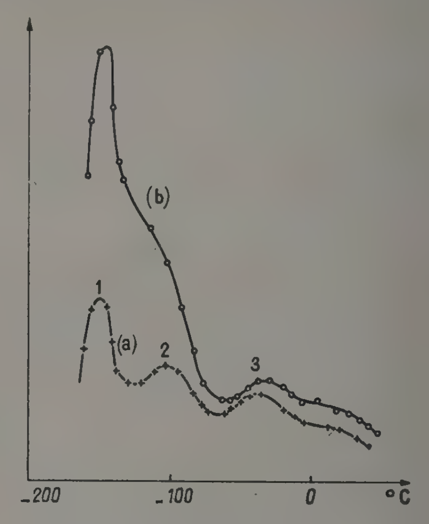



Fig. 6. — Courbe de thermoluminescence du pyroantimoniate de calcium contenant (a) 0,001 %, (b) 0,01 % de plomb. En abscisse, température en °C ; en ordonnée, intensité de luminescence.

—40 °C. La modification de la courbe de thermoluminescence quand la teneur en plomb augmente [courbe (b)] peut s'interpréter en admettant que les émissions 1 et 2 sont devenues plus importantes. On observe donc, dans un certain intervalle de températures, la somme des deux émissions. Les ordonnées des deux premiers maxima continuant à croître, ces maxima, précédemment situés à — 150 et — 105 °C, se trouvent confondus en un seul quand la teneur en plomb atteint 0,1 %. Ces résultats concernent seulement l'émission orangée, la bande ultraviolette n'étant émise que par fluorescence. En utilisant la formule d'Urbach, nous avons déduit des courbes précédentes les profondeurs des pièges électroniques correspondants, soit 0,25 ; 0,33 et 0,48 eV environ.

Nous avons constaté que le pyroantimoniate de calcium noircit en surface quand il est exposé à des radiations ultraviolettes. Cet effet varie de la même façon que l'intensité de la luminescence avec la teneur en plomb. La teinte brune observée disparaît sous l'effet de la chaleur et de la lumière du jour.

Il faut noter enfin que la luminescence du pyroantimoniate de calcium est peu intense, en particulier bien plus faible que celle du métaantimoniate de calcium.

## 2. — Étude spectrographique d'alliages binaires. Étude des alliages étain-plomb ;

par M. R. Ricard et Mlle J. Condamin.

On a étudié systématiquement les spectres d'émission des alliages binaires des trois métaux, étain, plomb,

antimoine, et des mélanges d'oxydes correspondants : PbO, $SnO_2$ et $Sb_2O_3$.

Les alliages étudiés, de 5 à 90 % d'étain, le reste en plomb, ont été préparés par fusion des métaux purs. Leur composition a été vérifiée par analyse chimique.

Les spectres sont excités par une étincelle condensée, non contrôlée, éclatant entre un morceau d'alliage et une électrode de graphite. On a choisi la méthode du secteur tournant (secteur à six échelons, de raison 2,51 ; log 2,51 = 0,40) et mesuré sur chaque spectre les différences d'efficience $\Delta S$ de deux couples de raies :

| | | | |
|---|---|---|---|
| SnI | 3 009,14 | SnII | 3 352,44 |
| PbI | 2 873,32 | SnI | 3 330,62. |

A l'aide du premier couple de raies on construit la courbe $\Delta S$ en fonction du logarithme de la concentration exprimée par le rapport du nombre d'atomes d'étain au nombre d'atomes de plomb. Cette courbe est pratiquement rectiligne dans les limites de concentration étudiée.

Le second couple de raies sert au contrôle de la stabilité des conditions d'excitation. On observe une augmentation régulière du $\Delta S$ de ce second couple de raies avec l'augmentation de la concentration en étain, $\Delta S$ passant de — 0,09, la raie SnII étant moins intense que la raie d'arc, à + 0,48, la raie d'étincelle étant alors trois fois plus intense que la raie d'arc.

On a étudié également la reproductibilité et montré que les écarts par rapport au $\Delta S$ moyen se répartissent suivant une courbe de Gauss. On trouve $\sigma = 0{,}015\,4$, soit une erreur relative de ± 3,3 % sur la teneur en étain, 32 %, de l'alliage étudié.

---

## SECTION DE STRASBOURG

---

### SÉANCE DU 22 FÉVRIER 1957

#### 1. — Désintégration du $^{12}C$ de l'émulsion photographique en trois particules $\alpha$ par des protons de 340 MeV ;

par M. A. Samman,

Laboratoire de Physique corpusculaire,
Institut de Physique, Strasbourg.

Dans cinq plaques photographiques $G_5$ irradiées par des protons de 340 MeV et entièrement dépouillées, nous avons relevé 42 désintégrations calculables de $^{12}C$ en trois particules $\alpha$ selon le schéma

$$^{12}C + \mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p}' + 3\alpha - 7{,}28 \text{ MeV}.$$

A priori, on peut y envisager deux processus possibles de désintégration. Un *processus d'évaporation* suppose que le noyau de $^{12}C$ éclate en trois particules $\alpha$ (tripartition) après être resté en ébullition (excitation) pendant un temps relativement long après le passage du proton. Ce processus conduirait à une isotropie dans la distribution angulaire des particules $\alpha$ évaporées. Or, la distribution de ces 126 particules $\alpha$ indique qu'il y a deux fois plus de particules éjectées vers l'avant que vers l'arrière. Ce processus est donc à écarter. D'ailleurs plusieurs résultats expérimentaux développés plus loin militent en faveur du processus rapide.

Le *processus rapide* comporte trois variétés :

*a*) Choc direct et unique du proton incident contre une particule de masse $^nM$ (éventuellement une particule $\alpha = {^4M}$). A la suite de ce choc, le proton (et souvent la particule $\alpha$) sort du noyau sans subir d'autres chocs.

*b*) Le proton et la particule touchée subissent d'autres chocs au cours desquels une particule $\alpha$ est expulsée presque en même temps que le proton.

*c*) Si la particule choquée a une masse inférieure à 4 ($n < 4$), elle pourra s'incruster au cours de sa sortie à une ou plusieurs autres particules de façon à former une particule $\alpha$ qui sortira de $^{12}C$ laissant un noyau de $^8Be^*$. C'est le processus connu sous le nom de « pick-up ».

Dans ces trois variétés, après la sortie de la première particule $\alpha_1$, il reste un noyau de $^8Be$ qui se désintègre ultérieurement en 2 particules $\alpha$.

La première indication sur ces modes de désintégration est fournie par la corrélation entre l'énergie du proton sortant et son angle avec la direction incidente. Si cette corrélation est identique à celle que donne le calcul relativiste d'un choc $\mathbf{p} \rightarrow {^nM}$ (pourvu que n ne soit pas trop grand), nous concluons à l'éventualité de ce choc primaire au moins pour le proton. Dans le cas contraire, nous disons qu'il s'agit de chocs multiples.

Nous avons ainsi classé ces 42 étoiles, selon les valeurs de n allant de 1 à 4, en 5 groupes :

1) groupe de 11 étoiles comportant un choc $\mathbf{p} \rightarrow {^1M}$,
2) groupe de 5 étoiles comportant un choc $\mathbf{p} \rightarrow {^2M}$,
3) groupe de 3 étoiles comportant un choc $\mathbf{p} \rightarrow {^3M}$,
4) groupe de 13 étoiles comportant un choc $\mathbf{p} \rightarrow {^4M}$, ($\mathbf{p} \rightarrow \alpha$),
5) groupe de 10 étoiles comportant des chocs multiples.

Le groupe le plus important est celui qui comporte un choc $\mathbf{p} \rightarrow \alpha$, car ici, nous avons identifié dans 11 cas la particule $\alpha_1$ émise dans le choc. Elle a souvent une énergie deux ou trois fois plus grande que chacune des deux autres. Reconstituant ainsi le choc, nous avons calculé l'énergie initiale que posséderait la particule $\alpha_1$ au moment du choc. L'étude de ce groupe est résumée dans le tableau I (p. 78 S).

La première colonne contient $E_\mathbf{p} - E_{\mathbf{p}'}$, énergie laissée par le proton incident. Les colonnes 2 et 4 donnent les angles ($\mathbf{p}$, $\mathbf{p}'$) et ($\mathbf{p}$, $\alpha_1$) mesurés expérimentalement et qui sont à comparer aux colonnes 3 et 5 où figurent les résultats du calcul relativiste de ces mêmes angles en supposant un seul choc $\mathbf{p} \rightarrow \alpha$ au repos. La colonne 6 donne l'énergie initiale qu'il faudrait accorder à $\alpha_1$ pour obtenir une identité parfaite entre nos hypothèses et les résultats expérimentaux. Il est à remarquer que la valeur moyenne 2,8 ± 0,4 MeV de ces énergies n'est pas très loin de la valeur 7,3/3 = 2,4 MeV, énergie de liaison moyenne par particule $\alpha$ dans $^{12}C$.

La dernière colonne donne le niveau d'excitation dans lequel est resté le $^8Be^*$ qui se désintègre ultérieurement en $2\alpha$. Ces niveaux sont tous vraisemblables.

TABLEAU I

| $E_p - E_{p'}$ (MeV) | Angle (p, p′) mesuré | Angle (p, p′) calculé | Angle (p, $\alpha_1$) mesuré | Angle (p, $\alpha_1$) calculé | $E$ initiale de $\alpha_1$ | Niveaux de $^8$Be |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 16,4 ± 0,4 ... | 25° ± 1° | 24° | 71° ± 3° | 81° | 2 ± 0,4 | 0,2 ± 0,3 |
| 17,2 ± 0,4 ... | 22° ± 1° | 24° | 63° ± 3° | 78° | 2 ± 0,4 | 0,3 ± 0,3 |
| 18,4 ± 0,4 ... | 24° ± 1° | 25° | 69° ± 3° | 79° | 3,2 ± 0,4 | 2,8 ± 0,3 |
| 24,9 ± 0,4 ... | 28° ± 1° | 30° | 68° ± 3° | 76° | 0,4 ± 0,4 | 5,6 ± 0,3 |
| 32,4 ± 0,4 ... | 32° ± 1° | 34° | 75° ± 3° | 74° | 2,6 ± 0,4 | 10,4 ± 0,3 |
| 18,9 ± 0,4 ... | 22° ± 1° | 23° | 86° ± 3° | 83° | 4,7 ± 0,4 | 5,3 ± 0,3 |
| 29,3 ± 0,4 ... | 32° ± 1° | 33° | 75° ± 3° | 79° | 4,5 ± 0,4 | 7,7 ± 0,3 |
| 73,2 ± 0,4 ... | 52° ± 1° | 55° | 70° ± 3° | 60° | 2,5 ± 0,4 | 10 ± 0,3 |
| 26,3 ± 0,4 ... | 27° ± 1° | 30° | 75° ± 3° | 78° | 2,4 ± 0,4 | 10,7 ± 0,3 |
| 27,5 ± 0,4 ... | 31° ± 1° | 31°30′ | 73° ± 3° | 72° | 2,5 ± 0,4 | 2 ± 0,4 |
| 25,7 ± 0,4 ... | 28° ± 1° | 30° | 61° ± 4° | 69° | 4,6 ± 0,5 | 6,6 ± 0,6 |

Toute cette interprétation suppose la préexistence d'une sous-structure instantanée ($\alpha$, $^3M$, $^2M$) et en constitue une confirmation expérimentale.

## 2. — Un appareil de mesure de la dépolarisation de la lumière diffusée ;

par M. G. WEILL,

Centre de Recherches sur les Macromolécules, Strasbourg.

La mesure du facteur de dépolarisation de la lumière diffusée par les gaz, les liquides ou les solutions s'opère généralement en utilisant la méthode de Cornu et un enregistrement photographique. Nous avons réalisé un appareil remplaçant le dispositif photographique par un dispositif où une cellule photoélectrique qui détecte la différence d'intensité entre les composantes polarisées verticalement $V$ et horizontalement $H$ de la lumière diffusée, sert d'indicateur de zéro.

On observe le volume diffusant à travers le dispositif classique de Cornu. Un wollaston W sépare le faiceau diffusé en deux faisceaux polarisés $H$ et $V$ qui traversent à leur tour un glazebrook $G_3$. Quand le glazebrook fait un angle $\alpha$ avec la verticale, les intensités transportées par les deux faisceaux sont $V \sin^2 \alpha$ et $H \cos^2 \alpha$. Ces faisceaux traversent un secteur tournant O ; de ce fait la photocathode d'un tube à multiplicateur d'électrons les reçoit successivement. Un amplificateur accordé sur la fréquence de rotation du secteur tournant détecte une intensité proportionnelle à $|V \sin^2 \alpha - H \cos^2 \alpha|$ que l'on ramène à zéro par rotation de $G_3$ d'un angle $\alpha_0$. Dans ces conditions le facteur de dépolarisation $\rho = H/V = \mathrm{tg}^2\, \alpha_0$.

FIG. 1. — A″C, branche 1 ; C″C, branche 2 ; D″C, branche 3 ; B″C, branche 4.

Comme nous utilisons un arc à vapeur de mercure (SP 500 Philips), le faisceau lumineux est modulé à 100 Hz. Cet effet n'est pas gênant si l'on prend la précaution de faire tourner le disque à 25 tr/s à l'aide d'un moteur synchrone et de régler l'angle mort et la position du moteur pour obtenir la concordance de phase entre les éclairs et l'ouverture du disque.

L'ensemble de l'appareil est schématisé sur la figure 1. Il se compose d'un bâti en croix, définissant des positions rigoureusement perpendiculaires, au centre duquel se trouve la cellule de mesure C.

La branche 1 porte le faisceau incident. L'image de la source S est formée à travers un système de filtres et de lentilles sur un diaphragme $D_1$ de grandeur variable, ce qui permet de faire varier la convergence et d'extrapoler les résultats à volume diffusant nul. On élimine ainsi les erreurs dues à l'ouverture du faisceau et à la diffusion secondaire. $D_1$ se trouve au foyer de $L_4$; le polariseur $G_1$ est ainsi traversé par des rayons parallèles. La lentille $L_5$ forme l'image de $D_1$ en vraie grandeur au milieu de la cellule de mesure ; $D_2$ est un diaphragme de mêmes dimensions que $D_1$ qui permet d'obtenir un faisceau peu convergent à contours parallèles.

La branche 2 porte le dispositif classique de mesure de l'intensité diffusée tel qu'il est réalisé par exemple dans l'appareil de Wippler et Scheibling. Le photomultiplicateur $PM_2$ ne voyant pas les bords du volume diffusant, la correction du volume en fonction de l'indice de réfraction $n$ est de la forme $n^{-2}$.

La branche 3 porte le dispositif de mesure de $\rho$ dont nous avons donné le principe. Le wollaston W a un angle de duplication de 1°30′ ; le glazebrook $G_3$ est monté sur un cercle divisé permettant une lecture à ± 2′. La lentille $L_7$ forme l'image du diaphragme $D_5$ sur la cathode du photomultiplicateur $PM_1$. L'angle du duplicateur des faisceaux devant être petit pour que la loi en $\mathrm{tg}^2\, \alpha$ soit respectée, le centrage de la lentille $L_7$ doit être très précis ; il est assuré par deux vis micrométriques agissant suivant deux axes rectangulaires.

On notera qu'avec un tel dispositif les deux faisceaux ayant même état de polarisation et étant reçus par la même région de la photocathode, on est dans les meilleures conditions pour que la tension de sortie soit strictement proportionnelle aux intensités lumineuses.

TABLEAU I

| | Sulfure de carbone | Benzène | Méthyl-éthylcétone | Tétrachlorure de carbone | Éther |
|---|---|---|---|---|---|
| | — | — | — | — | — |
| Rapport de Rayleigh du liquide relativement au benzène ... | 4,7 ± 0,05 | 1 | 0,275 ± 0,003 | 0,345 ± 0,003 | 0,305 ± 0,003 |
| Facteur de dépolarisation ..... | 0,620 ± 0,01 | 0,428 ± 0,006 | 0,210 ± 0,003 | 0,097 ± 0,005 | 0,083 ± 0,005 |

L'amplificateur accordé a été construit par Libeyre d'après les plans d'un amplificateur accordé sur 16 Hz de N. Zahl. Un filtre en double T assure une bande passante étroite. Le principe même élimine le courant noir du multiplicateur.

Les arêtes des différents prismes sont verticales à ± 1′ ; pour vérifier le centrage des faisceaux, nous avons calibré l'appareil avec une solution de fluorescéine excitée en lumière polarisée horizontalement. Dans ces conditions le facteur de dépolarisation de la lumière tant diffusée qu'émise par fluorescence est égal à 1. Nous avons vérifié

1° que le zéro de l'appareil correspondait à $\alpha_0 = 45° \pm 2'$,

2° que la courbe donnant l'intensité en fonction de l'angle était symétrique par rapport à la position du minimum.

Nous avons utilisé cet appareil pour déterminer le facteur de dépolarisation d'une série de liquides purifiés par distillation et centrifugation (tableau I). On a obtenu un excellent accord entre les valeurs obtenues en lumière polarisée verticalement et en lumière naturelle, sans prendre de précautions spéciales pour corriger une éventuelle polarisation de la lumière de l'arc au mercure.

Ces résultats sont en bon accord avec ceux de la littérature pour une longueur d'onde de 5 460 Å. Cette méthode semble donc aussi précise que la méthode photographique, beaucoup plus rapide et, de ce fait, elle permettra une investigation systématique de l'influence de différents facteurs sur la dépolarisation par les fluides et, en particulier, l'étude des solutions.

---

## SECTION BOURGOGNE-FRANCHE-COMTÉ
*(Besançon)*

### SÉANCE DU 17 NOVEMBRE 1956

#### 1. — Conductibilité et cryométrie des acides molybdiques ;

par M. Y. DOUCET,
Faculté des Sciences de Dijon.

L'étude des courbes de conductibilité et de cryométrie des acides molybdiques permet de préciser quantitativement une idée déjà exprimée autrefois sous forme qualitative : la condensation progressive à concentration croissante du radical de l'acide $(MoO_3)O_4H_2$.

Soit $\chi$ le coefficient de condensation et $\alpha$ le degré de dissociation de l'acide, indépendant de la condensation du radical. Les formules d'Onsager donnent

$$\Lambda = 222\,\alpha - 149\,\alpha\sqrt{c\alpha} + \frac{\alpha}{\chi}(8 - 55\sqrt{c\alpha}).$$

D'autre part, la courbe cryométrique $\theta/c = f(c)$, où $c$ est la molarité en $Mo_4$ s'exprime par

$$\frac{\theta}{c} = \frac{1{,}86\,i - 7{,}25\,\alpha\sqrt{c\alpha}\,\sigma'}{\chi},$$

avec

$$i = 1 + \alpha + \frac{\alpha}{\chi}.$$

Un calcul par approximations successives fournit les deux inconnues $\alpha$ et $\chi$. Les valeurs numériques de $\chi$ en fonction de $c$ ne tardent pas à dépasser 2. Par suite il faut supposer l'existence, non seulement de radicaux en $Mo_4$, mais encore en $Mo_8$ $Mo_{12}$,..., Dans l'hypothèse où il n'y a pas formation privilégiée d'un polymère donné, la constante d'équilibre est $K = 144{,}5$. La condensation croît donc très rapidement avec la concentration.

Un article détaillé a paru au *Journal de Chimie physique* en mars 1957.

#### (*) 2. — Pouvoir résolvant de l'ensemble objectif-émulsion ;

par Mlles J. GAULTIER DU MARACHE et NEWMANN,
Faculté des Sciences de Besançon.

Nous avons cherché à déterminer le pouvoir résolvant de l'ensemble objectif-émulsion en utilisant la figure de diffraction donnée par une photographie de mire. $NU$ étant la fréquence du dernier terme du spectre monochromatique, la limite du pouvoir résolvant est définie par $\nu_l$ compris dans l'intervalle

$$NU < \nu_l < (N + 1)\,U.$$

Les fréquences observées sont comparées à la fréquence limite de résolution d'une photographie idéale donnée par un objectif sans aberration sur une émulsion qui reproduirait avec une fidélité parfaite l'image incidente. Le pouvoir résolvant serait alors limité seulement par la figure de diffraction de l'objectif. On démontre que, pour ce cas idéal, en prenant $\lambda = 0{,}5\ \mu$ on a

$$1/\nu_l = \Omega\,\mu,$$

$\Omega$ étant l'ouverture de l'objectif.

Pour faciliter le langage, j'appelle cette limite pouvoir résolvant idéal.

Pour l'étude expérimentale, deux montages ont été réalisés. Dans le premier, la mire était une glace simple

de trame de photogravure, éclairée par transmission au moyen d'un objectif qui diffuse la lumière monochromatique verte d'une lampe à vapeur de mercure. Les photographies étaient prises avec un objectif Tessar de longueur focale 20 cm. Pour permettre l'étude des objectifs de longueurs focales usuelles, une grande mire de 4 m × 65 cm a été construite avec des ressorts d'horlogerie tendus. Les photographies de cette mire furent prises avec un Foca de $f = 3{,}5$ cm.

Voici quelques résultats obtenus :

1° Les plus hautes valeurs du pouvoir résolvant ont été trouvées avec une valeur moyenne de l'ouverture ($f/11$) sur film à grains fins, en se plaçant dans la région normale de la courbe de noircissement.

2° Une très bonne coïncidence est observée entre les résultats obtenus en utilisant la même ouverture et les mêmes conditions photographiques, mais des grandissements différents qui donnent aux photographies de mire des périodes fondamentales différentes.

3° Dans certains cas, il est possible de discerner le facteur qui limite le pouvoir résolvant : aberrations de l'objectif, figure de diffraction de son diaphragme, reproduction photographique. Mais le plus souvent, il faut se contenter d'un résultat global.

4° Le pouvoir résolvant de l'ensemble objectif-émulsion est, suivant le cas, inférieur, égal ou supérieur au pouvoir résolvant idéal défini ci-dessus. En utilisant un objectif fortement diaphragmé et une émulsion à grains fins et fort contraste (microfile développé à la soude), on obtient pour la fréquence limite des valeurs notablement supérieures à la limite idéale. D'une façon générale, la reproduction photographique ajoute des termes à l'image incidente toutes les fois que celle-ci ne présente qu'un terme, c'est-à-dire a une répartition sensiblement sinusoïdale.

5° On a étudié l'évolution de la transmission objectif-émulsion dans le champ de l'appareil. Pour les faibles ouvertures, l'étendue et la forme du spectre subissent d'importantes modifications qui pourraient permettre une étude poussée de l'évolution de l'image.

6° En examinant au microscope les photographies de mires, on a constaté que, lorsque le spectre contient plus d'un terme, on distingue nettement des bandes sombres et des bandes claires ; si le spectre se réduit à l'image centrale, la répartition de grains paraît uniforme ; lorsque le spectre comporte en plus de la raie centrale le terme de premier ordre, on peut distinguer une orientation privilégiée dans la répartition des grains. Mais souvent, dans ce dernier cas qui correspond à la reproduction de la période limite, il est difficile de discerner cette périodicité dans le désordre apparent, tandis que l'examen du spectre donne un critère très sûr, ce qui montre l'avantage de la méthode employée.

### 3. — Quelques questions d'actualité dans l'étude de la propagation des ondes hertziennes ;

par M. J. Bouchard,
Faculté des Sciences de Dijon.

En 50 ans, l'utilisation des ondes hertziennes a permis de résoudre tous les problèmes de communications qui se sont posés dans les domaines les plus variés. Bien que cette technique soit née des spéculations de Maxwell, son succès a été assuré le plus souvent par de patientes et méthodiques expérimentations sur la propagation. Si les considérations théoriques qui se sont développées parallèlement ont fourni des résultats importants à des domaines connexes, elles n'ont permis qu'une interprétation fragmentaire des données expérimentales. La réalité est si complexe qu'on est obligé de diviser la difficulté et de considérer séparément plusieurs types de propagation et plusieurs gammes d'onde. On a pu seulement, au prix d'un réel effort, choisir et raccorder entre elles quelques solutions d'ailleurs partielles et incomplètes.

La solution d'ensemble à un problème général qui aurait comme base de départ les formules de l'espace libre et introduirait rigoureusement le rôle du sol, de la troposphère et de l'ionosphère, a toujours tenté les théoriciens. Mais, si l'on veut éviter des calculs inextricables, on doit se limiter à tenir compte de l'importance réelle respective de ces facteurs suivant la gamme de fréquence, suivant que les distances sont petites ou grandes, que les réflexions sont nécessaires à la propagation ou simplement la cause de trajets supplémentaires. Le relief, la sphéricité de la Terre et des couches troposphériques et ionosphériques, apportent de grandes complications. Enfin, il paraît difficile de tenir compte des variations locales des caractéristiques que peuvent présenter les couches et de l'évolution de ces caractéristiques.

Après l'abandon des ondes kilométriques et les limitations d'emploi des ondes hectométriques aux communications de sécurité et à la radiodiffusion, on observe une défaveur croissante pour les ondes décamétriques. La saturation des bandes de fréquence, l'indiscrétion due à leur portée très variable et les irrégularités des conditions de propagation qui conduisent à des changements de fréquence compliqués sont autant de griefs. La tendance déjà ancienne aux transmissions dirigées évolue de plus en plus vers la communication entre points déterminés et les faisceaux hertziens avec les solutions intermédiaires telles que les liaisons par « scattering ».

Compte tenu de ces considérations techniques, il n'est pas surprenant que des recherches très activement menées aient pour objet l'interprétation détaillée de phénomènes limités intervenant sur des distances relativement réduites et des ondes de caractéristiques bien connues telles qu'on les utilise dans les faisceaux hertziens et les radars. Le rôle du sol et de la troposphère peut être élucidé à partir des enregistrements du champ et des données météorologiques fournies par des sondages fins. Les causes de fading primaire ont été dégagées et classées : la défocalisation due à des discontinuités ou à des inversions dans les caractéristiques des couches atmosphériques occasionnant des fadings peu sélectifs, les interférences entre trajets multiples dus au sol ou à des couches d'inversion donnant des fadings sélectifs et pouvant même conduire à un véritable phénomène de guidage.

Les fadings secondaires, dont sont responsables des composantes non principales, peuvent être rattachés à l'hétérogénéité et à la diffusion atmosphériques ; les fluctuations du champ suivent une loi de distribution de Rayleigh justifiant l'hypothèse d'une sommation de champs élémentaires nombreux ayant les uns par

rapport aux autres des déphasages aléatoires ; si le fading est très sélectif, les composantes secondaires ont, par rapport à la composante normale, des retards considérables. En plus de leur caractère d'interprétation, ces considérations ont permis de comprendre les résultats parfois surprenants observés sur le gain apparent des antennes à grande ouverture et de fournir des données précises pour l'établissement de liaisons en diversité de fréquence et en diversité d'espace.

Dans l'étude beaucoup plus complexe et cependant plus ancienne de la propagation ionosphérique, la liaison entre les recherches théorique et expérimentale est encore assez limitée. On peut calculer les trajectoires possibles des rayons réfléchis par les différentes couches dans les conditions actuelles ; mais il faudrait tenir compte correctement de l'absorption (variable aux différents points de la trajectoire), des échos multiples (réflexions alternatives entre couches et avec le sol), de la double réfraction électronique en présence du champ magnétique terrestre, des couches ionisées sporadiques (E notamment), des interactions par non-linéarité (augmentation du nombre de chocs électroniques par suite de la variation de la vitesse moyenne due à l'onde incidente,...).

Du point de vue expérimental, en dehors de l'étude du champ moyen par enregistrement continu, qui apporte des données statistiques de caractère surtout utilitaire, il semble qu'on devrait s'orienter vers deux méthodes permettant de tenter une analyse des nombreux effets de l'ionosphère dans le cas des longues distances : 1° l'emploi d'émissions spéciales par impulsions qui facilite à la réception, l'étude en fonction de l'azimut et du site, et permet de déterminer les chemins multiples suivis par le signal ; ainsi on perfectionnerait beaucoup la méthode que nous avons proposée depuis longtemps consistant en un jalonnement sur un trajet déterminé par une étude simultanée à différentes distances de l'émetteur, 2° l'analyse, à la réception, de signaux émis dans des conditions de forme parfaitement définies devrait fournir un résultat analogue ; on peut, comme nous l'avons montré, grâce au service continu des émetteurs étalons, sans émissions spéciales, mettre en évidence les trajets multiples, les interférences, les effets non linéaires, etc.

En relation avec les recherches précédentes et avec les problèmes de chronométrie, il paraît nécessaire de préciser la notion de durée de trajet des signaux qui, à notre sens, éviterait d'utiliser celle de « vitesse apparente » de propagation dénuée de toute signification physique puisqu'on ne connaît ni la longueur ni la nature du trajet (pouvant même présenter de véritables discontinuités) suivi par un signal dont la forme est toujours plus ou moins complexe.

Certes la détermination de la vitesse de propagation en espace libre a été reprise très récemment (299 792 ± 1 km/s). D'autres expériences ont été faites dans des conditions assez simples et définies, par exemple pour de grandes longueurs d'onde et au voisinage du sol (292 740 ± 10 km/s). Mais pour de longues distances dans l'ionosphère, autant de trajets, autant de vitesses apparentes (rapportées, par exemple, à la longueur de l'arc de grand cercle).

On parvient avec les moyens actuels et par photographie à l'oscillographe cathodique à repérer l'instant d'arrivée d'un signal à 0,000 1 s près. Pour la transmission de l'étalon de temps, où il suffit de repérer l'intervalle de temps entre deux signaux identiques, il n'y a pas de difficultés à craindre, les conditions de propagation restant généralement stables dans ce court intervalle. Il n'en est pas de même pour la transmission de signaux d'heure. Si l'on veut atteindre maintenant 0,001 s ou mieux, il paraît insuffisant de baser les corrections de durée de trajet sur l'emploi d'une vitesse « apparente » elle-même déterminée à partir de moyennes portant sur un nombre aussi grand soit-il de comparaisons. La même remarque s'applique à la précision de définition du T. U.

Il semble maintenant nécessaire, si l'on veut améliorer la précision obtenue dans les comparaisons d'heures et l'élaboration du T. U., de mesurer directement une durée de trajet actuelle, retard entre le départ d'un signal et son arrivée au récepteur correspondant. Cette durée est obtenue correctement par l'*échange* de signaux de la méthode historique d'Abraham-Dufour-Férié. Le principe en a été repris par M. Boella entre Turin et Washington, en collaboration avec le National Bureau of Standards, en utilisant la moyenne de plusieurs observations au cours d'une minute.

A l'heure présente, l'utilisation des émetteurs étalons permet d'opérer sans installations d'émission nouvelles avec les conditions les meilleures de facilité et de précision. La mesure de ce retard, variable avec les conditions ionosphériques actuelles sur un trajet déterminé, ferait ainsi partie de l'opération même de chaque comparaison précise d'heure entre les Observatoires ou Laboratoires correspondants.

## SÉANCE DU 1er DÉCEMBRE 1956

### (*) 1. — Appareil simple pour l'étude photographique de la diffraction ;

par Mme N. Aebisher,
Université de Besançon.

Principe. — Considérons (*fig.* 1) un objectif Ob stigmatique pour le couple de points F et I, F point objet

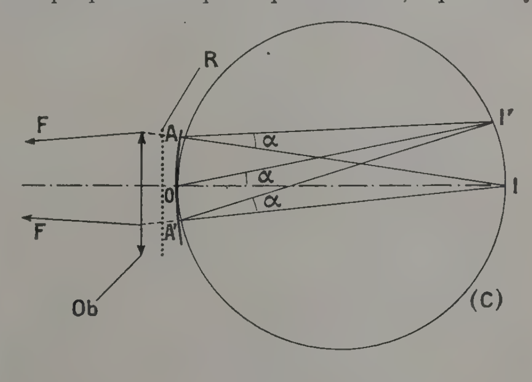



Fig. 1.

assez éloigné, I point image. L'onde émergente est une onde sphérique, centrée sur I.

Plaçons un réseau plan R après l'objectif, tout contre lui. Tout se passe comme si le réseau était appliqué sur

l'onde émergente, donc sphérique, de rayon de courbure OI.

Pour le spectre d'ordre zéro, on a

$$OI = AI = A'I,$$

A et A′ étant des points quelconques du réseau.

Le spectre du n^ème^ ordre se forme avec les rayons diffractés inclinés du même angle $\alpha$ sur chaque rayon direct tel que OI, AI ou A′I. $\alpha$ est tel que $\sin\alpha = n\lambda/a$, $a$ étant le pas du réseau.

Si on considère le cercle (C) de diamètre OI, le réseau est tangent à (C), donc y reste pratiquement appliqué pour une petite ouverture de l'objectif Ob. Dans ces conditions, les rayons inclinés de l'angle $\alpha$ sur les rayons qui convergent en I, convergent eux-mêmes en I′ sur (C), puisque $\alpha$ est l'angle inscrit dans le cercle (C), qui sous-tend l'arc II′.

Tout le spectre est donc au point sur le cercle (C), dans l'approximation du premier ordre.

*Remarque.* Ceci est d'ailleurs la démonstration classique de la propriété du cercle de Rowland pour les réseaux concaves par réflexion. Mais ici cette propriété n'est valable que pour le point image I sur l'axe principal, alors que dans le vrai réseau concave, le point objet, donc aussi le point image I, peuvent être n'importe où sur le cercle de Rowland.

Montage. — Nous réalisons un montage de diffraction : un monochromateur donne l'image de la source lumineuse sur une fente F ; l'objectif Ob donne de F une image I. Si en O on place ce que j'appellerai la trame R (réseau, fente, trou ou toute autre distribution d'intensité), on observe en I la figure de diffraction de R, qu'on veut photographier.

En application du principe précédent, on réunit en un châssis de la forme du cercle (C) la trame R et la pellicule photographique qui est en I. On a utilisé une simple boîte d'encaustique, qui se ferme avec un couvercle rond s'enfonçant au-dessus.

Cette boîte a été modifiée de la façon suivante : la surface latérale étant entaillée sur 6 cm de long et 3,5 cm de haut, on y a soudé une plaque de laiton qui comprend une fenêtre et le volet obturateur (*fig.* 2).

La face extérieure AB est bien plane, on l'applique à l'aide de ressorts convenables contre une autre face plane A′B′ fixée sur le montage (percée aussi d'une fenêtre).

Entre ces deux faces planes on coince la trame R. On met au besoin des cales de part et d'autre, de même épaisseur que R. Les cales, comme la trame, peuvent être maintenues à leur place avec du papier collant.

Un film de 35 mm de large épouse la partie de la surface latérale du châssis opposée à la fenêtre. Ce film est plaqué contre la paroi intérieure à l'aide d'un ressort d'acier.

La figure 2 montre les différentes parties de la boîte-châssis.

Pour charger l'appareil, on emporte toute la boîte-châssis dans la chambre noire, on y installe le film entre la paroi et le ressort (avec un certain coup de main l'opération est aisée même dans l'obscurité), on ferme le couvercle, on s'assure que le volet est également bien fermé. La boîte est alors fixée sur le montage. On ouvre le volet pour la pose.

*Mise au point préalable.* — La mise au point de l'image sur la pellicule dépend de l'épaisseur de la trame intercalée entre les deux surfaces planes.

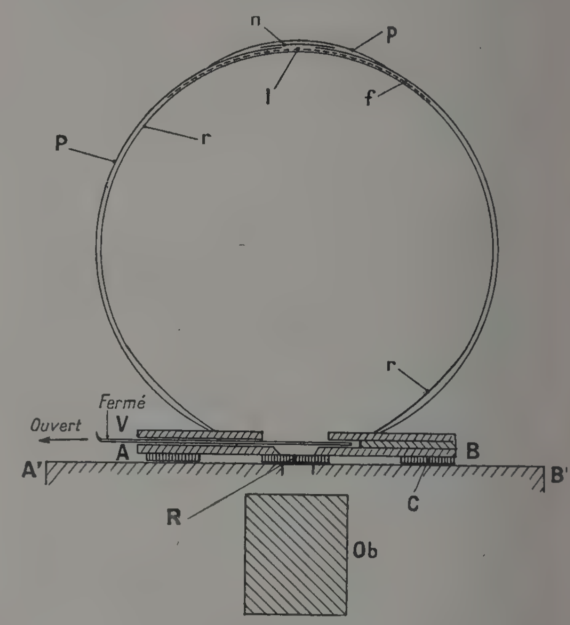



Fig. 2. — Ob, objectif ; R, trame ; I, image ; f, film ; P, paroi ; p, papier collant ; n, papier noir ; r, ressort ; V, volet ; C, cale.

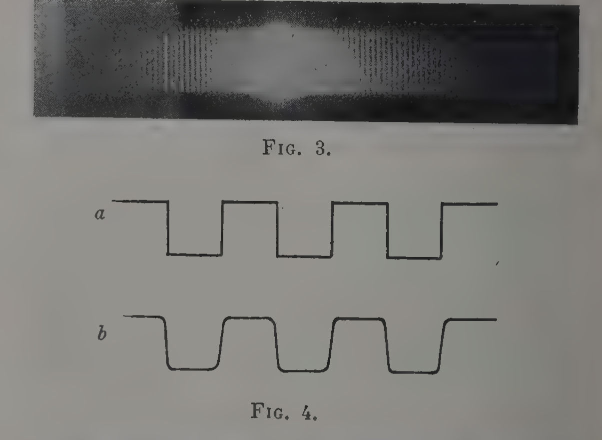



Fig. 3.

Fig. 4.

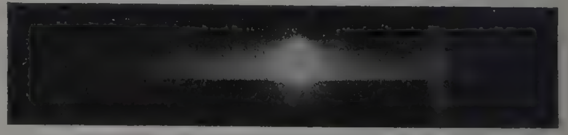


Fig. 5.

En vue de ce réglage, on a pratiqué dans la paroi, en I, une ouverture (trou circulaire de 1 cm de diamètre) ; avec un viseur on s'assure qu'on voit en même temps la meilleure image du spectre et le grain d'un

film (on déplace l'objectif Ob en conséquence). Puis, avant de charger le châssis, on obture ce trou extérieurement avec du papier noir maintenu par du papier collant, qui s'enlève à volonté (*fig.* 2).

Voici un exemple de photographie de spectre prise ainsi (*fig.* 3) pour une trame de période 103 μ (trame de photogravure, traits opaques de même largeur que les traits transparents) et avec la raie verte du mercure, sur microfile, pose h.

En remplaçant à volonté cette trame par toute autre distribution d'intensité, on aura chaque fois la photographie de la figure de diffraction correspondante.

Mais une utilisation intéressante de cet appareil est la suivante :

Soit un réseau R et sa copie R′ par contact photographique.

Le spectre de R est très étalé (théoriquement jusqu'à l'infini) car les bords de ses fentes sont nets (*fig.* 4*a*), la courbe représentative de l'intensité a des points anguleux.

Au contraire, le spectre de R′ est vite limité, car les angles sont toujours adoucis sur une reproduction photographique (*fig.* 4*b*).

La qualité de la copie sera justement représentée par la longueur de son spectre : entre plusieurs copies du même réseau (réalisées par exemple à des durées de pose différentes), on considérera comme la meilleure celle qui donnera le spectre le plus long (*fig.* 5).

Il est facile de faire ces comparaisons en photographiant les spectres voulus à l'aide de ce petit appareil.

**2. — Réalisation d'un interféromètre de Mach-Zehnder pour l'examen des perturbations d'une onde lumineuse au voisinage d'un obstacle ;**

par M. J. Ch. Viénot,
Université de Besançon.

Cette Communication a fait l'objet d'une publication au *Journal de Physique*, février 1957, p. 138.

---

## SECTION DE TOULOUSE

---

### SÉANCE DU 23 NOVEMBRE 1956

(*) **1. — Exploration par le fouet des deux faces du mur du son ;**

par Mgr Z. Carrière,
Institut Catholique de Toulouse.

Sont présentés aux membres de la Société française de Physique les clichés déjà publiés [1] enregistrant à un instant donné la forme et la position de l'onde de choc engendrée par le fouet qui « claque », clichés obtenus avec le fouet de laboratoire très connu [2].

Les ondes enregistrées sont en avant et au contact de l'extrémité libre du fouet qui les pousse et les entretient tant que sa vitesse dépasse 1 Mach mais qui s'en détache et reste en arrière dès que sa vitesse tombe au-dessous de 1 Mach.

Aucune trace n'existe, sur aucun cliché, de l'onde complémentaire dessinée par Esclangon [3] tangente intérieurement à la base du cône qui représente l'onde de choc théorique, la continuité des deux surfaces étant assurée par un rebroussement. Le fouet remplit extraordinairement bien les conditions très sévères posées par Esclangon savoir la montée extrêmement rapide du nombre de Mach de 0 à $1 + n$ ; en moins de 0,02 s, le fouet réalise $n = 2$ ou 3.

L'onde complémentaire n'est pas nécessaire pour expliquer les doubles ou multiples bangs-bangs qu'on entend après la descente en piqué d'un avion.

Il suffit, généralisant l'expérience de Lloyd, de considérer le sol accidenté comme formé de plages réfléchissantes différemment orientées par rapport auxquelles un même auditeur se trouve à des hauteurs différentes. A ces hauteurs correspondent les hauteurs des franges de Lloyd au-dessus du miroir plan unique qu'exige la lumière. Il suffit de remplacer la période lumineuse par l'intervalle de temps nécessaire pour entendre comme distinctes deux impulsions sonores très aiguës et très brèves.

Le tonnerre multiplie l'audition de l'éclair un très grand nombre de fois parce qu'aux accidents du sol s'ajoutent ceux des nuages.

Autre solution [4] qui ne figure pas aux *Cahiers de Physique* : la plupart des avions engendrent trois ondes de choc, l'une au contact du nez, l'autre à la naissance des ailes, la troisième à l'empennage caudal. Distantes d'une dizaine de mètres, ces ondes peuvent, par propagation directe, parvenir à l'oreille à des intervalles de 0,03 s suffisants pour qu'elles soient perçues comme distinctes.

Bien connu est l'effet de la ceinture d'un obus sur son onde de choc ; les clichés obtenus avec le fouet décèlent eux aussi la multiplicité possible des ondes suivant la forme et l'évolution des brins de ficelle très courts qui dépassent le nœud terminal. Très voisines, ces ondes sont perçues comme une onde unique.

En aviation, la multiplicité a été perçue par les pilotes par une difficulté particulière des manœuvres et aussi par un rendement défectueux des moteurs. Et on a remédié aux deux inconvénients en atténuant le relief des ailes ou des empennages. Aux avions supersoniques on applique la loi dite des sections pour la vérification de laquelle, sur un axe dont les abscisses représentent la distance d'un point du fuselage au nez de l'avion, on élève des ordonnées proportionnelles aux sections correspondantes de l'appareil, mesurées normalement au fuselage. La loi des sections exige que l'enveloppe de toutes ces ordonnées soit une courbe à un maximum unique, montante puis descendante à des taux de variation par mètre qui ne s'annulent qu'une fois, au sommet où ils changent de signe.

[1] Carrière (Z.), *Cahiers de Physique*, 1955, **9**, n° 63, 1.
[2] Carrière (Z.), *J. Physique Rad.*, 1927, **8**, 365.
[3] Esclangon (E.), L'acoustique des canons et des projectiles, Gauthier-Villars, Paris, 1923, 29.
[4] Esclangon (E.), Shell Aviation, News n° 212, 1955.

## (*) 2. — Diffraction de Fresnel et interférences en optique électronique ;

par MM. J. Faget et C. Fert,
Laboratoire d'Optique Électronique, Toulouse.

A titre d'expériences préliminaires à des essais d'interférométrie, nous avons répété, en Optique électronique, quelques phénomènes classiques de diffraction et d'interférences.

Le montage réalisé est à lentilles magnétiques, ce qui permet l'emploi de tensions accélératrices plus

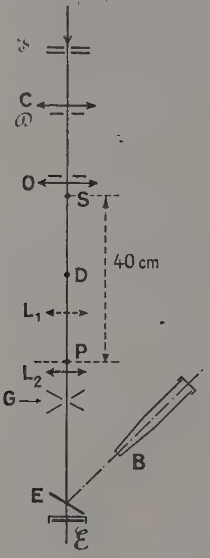



Fig. 1. — 𝔖, canon à électrons ; C, condenseur ; 𝒟, diaphragme (trou de 10 μ ou fente de 5 μ) ; O, objectif ; S, source ; D, objet diffractant ; $L_1$, lentille intermédiaire ; P, plan d'observation ; $L_2$, projecteur ; G, groupe quadrupolaire ; E, écran ; B, binoculaire ; ℰ, émulsion.

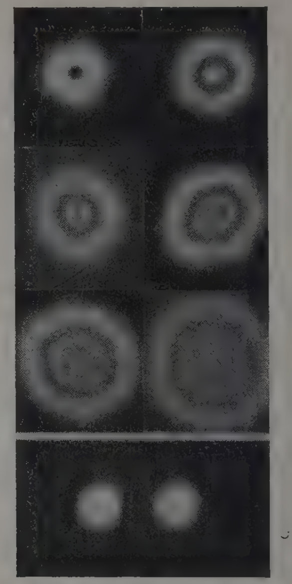
élevées qu'avec une optique électrostatique (*fig.* 1). La lentille intermédiaire, utile pour certains réglages, n'est pas utilisée pour l'observation des phénomènes.

1. *Source ponctuelle. Diffraction de Fresnel et franges des trous de Young.* — Le diaphragme disposé sous le condenseur est un trou rond de 10 μ de diamètre ; l'image qu'en donne l'objectif est égale à 1 000 Å.

Une première série de résultats a été obtenue en disposant en D comme objets diffractants des fils d'araignée métallisés, de quelques dixièmes de micron de diamètre. Les franges de diffraction observées sont identiques à celles que l'on obtient avec la lumière. Les fils les plus gros permettent de mettre en évidence les franges intérieures à l'ombre géométrique, classiques en optique.

Le même montage permet d'observer les franges tntérieures et extérieures d'une « aiguille ». Il suffit pour cela de substituer aux fils d'araignée un fil de tungstène aminci en forme de pointe.

En plaçant en D une fine lame de collodion métallisée percée de trous, on observe les divers aspects obtenus pour des ouvertures circulaires de diamètres croissants. On remarque, comme en optique, la succession de phénomènes à centre blanc et à centre noir (*fig.* 2).



Fig, 2.

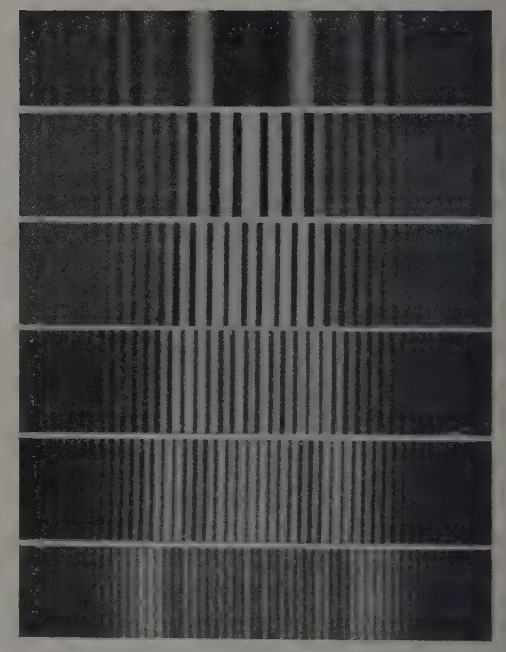


Fig. 3.

Enfin, avec deux trous de 1 μ de diamètre distants de 2 μ, nous avons pu observer les franges d'interférences des trous de Young à distance finie (*fig.* 2).

2. *Emploi d'une source linéaire. Franges d'interférences du biprisme de Fresnel.* — Les phénomènes développés à partir d'un trou source étant peu lumineux, nous avons remplacé, pour l'étude de phénomènes à

franges rectilignes, le diaphragme circulaire par une fente de 5 μ de large. La résolution devient ainsi deux fois meilleure, tandis que l'éclairement est multiplié par 5.

Cet effet est complété par l'introduction, après le projecteur, d'un groupe quadrupolaire magnétique [1], qui réduit le grandissement dans le sens parallèle aux franges et l'augmente dans la direction perpendiculaire. Cela revient, si les conditions sont bien choisies, à agrandir l'interfrange tout en augmentant l'éclairement.

Dans ces conditions améliorées, il a été possible d'observer plus commodément les franges de diffraction d'un fil (*fig.* 3) et de réaliser l'expérience d'interférences du biprisme de Fresnel, le biprisme étant un fil d'araignée métallisé porté à un potentiel positif.

Le premier cliché de la figure 3 correspond au cas où le fil n'est pas excité. Les clichés suivants correspondent à des potentiels croissants sur le fil. Les franges, visibles sur l'écran, sont enregistrées sur des émulsions à grain fin avec des durées de pose de quelques secondes.

Cette expérience avait déjà été réalisée récemment par G. Möllenstedt et H. Düker [2], avec un montage à lentilles électrostatiques et une tension d'accélération des électrons de 20 kV environ.

Le montage que nous proposons nous a permis d'utiliser des électrons de plus grande énergie, ce qui présente l'avantage de réduire la diffusion inélastique à la traversée d'une lame mince.

C'est ainsi qu'il nous a été possible de montrer que, si l'on interpose entre le biprisme et le plan d'observation une lame de carbone d'une centaine d'angströms d'épaisseur, les franges de diffraction ainsi que les franges d'interférences restent visibles (1).

Cet essai, réalisé avec des électrons accélérés sous 60 kV, prouve que la cohérence du faisceau n'est pas détruite par l'interposition d'une telle lame ; il laisse donc entrevoir la possibilité de développer une interférométrie électronique susceptible, dès l'instant où nous saurons réaliser des interféromètres à faisceaux séparés, d'aider à la compréhension des phénomènes d'interaction entre les électrons et la matière.

[1] Fert (C.) et Saporte (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **243**, 1107.
[2] Möllenstedt (G.) et Düker (H.), *Z. Physik*, 1956, **145**, 377.

## SÉANCE DU 8 FÉVRIER 1957

Présidence de M. F. Perrier.

Les Communications suivantes ont été présentées :

### 1. — Nature et propriétés des « gaz » d'électrons ;

par M. M. Bayet,

1. On sait que la distinction entre l'état liquide et l'état gazeux de la matière ne se fait sans ambiguïté que lorsque les deux phases coexistent. La masse spécifique du liquide est du même ordre de grandeur que celle du solide, tandis que celle du gaz, beaucoup plus faible que celle des états « condensés », est susceptible de varier dans des limites considérables.

La distinction entre ces deux états se fera de façon un peu plus abstraite en faisant intervenir la notion de « force intermoléculaire » ; cette force, évidemment répulsive pour de très faibles valeurs de la distance $r$ des deux particules entre lesquelles elle s'exerce, est au contraire, pour $r$ assez grand, toujours attractive, mais tend vers zéro quand $r$ croît indéfiniment (van der Waals) ; il en résultera, pour une molécule placée au milieu de particules semblables, une « énergie potentielle d'interaction » d'autant plus faible que la distance moyenne des particules, $\bar{d} = n^{-1/3}$ (si n est leur nombre par unité de volume), sera grande ; si cette énergie potentielle est beaucoup plus faible que l'énergie cinétique moyenne possédée par la particule ($3kT/2$ à la température $T$ °K), cette dernière restera à peu près libre de se déplacer dans tout le volume alloué au système et l'on dira que l'on a affaire à un gaz ; dans le cas contraire, la molécule appartiendra à un liquide.

Appliquons ces considérations au cas où les particules sont des électrons. Du fait que la masse $m$ de ces derniers est de l'ordre de $10^{-4}$ fois celle $M$ des atomes, la considération de la masse spécifique conduirait à parler de « gaz » dans tous les cas. Par contre, le nombre des particules par unité de volume conduirait à parler de « liquide » dans le cas des électrons libres dans un métal (1 ou 2 par atome), de « gaz » dans celui des gaz ionisés (l'ionisation étant toujours bien inférieure à 100 %).

Mais la considération de la « distance moyenne » entre particules n'a de sens que par comparaison au « rayon d'action » de la force d'interaction $f(r)$ et cette dernière, dans le cas des électrons, est à variation extrêmement lente avec $r$ : en $r^{-2}$ (Coulomb) contre $r^{-7}$ ou davantage (van der Waals). Il en résulte que, même aux très faibles densités ($n = 10^{10}$ cm$^{-3}$ par exemple), un électron est en interaction simultanée avec un très grand nombre d'électrons environnants et que, pour étudier le comportement de tels systèmes, le théoricien devra faire appel à des méthodes « collectives » bien plus voisines de celles qu'il faut utiliser dans le cas des liquides que de celles qui ont fait le succès de la théorie cinétique « classique » des gaz formés de particules rigides infiniment petites et sans interaction à distance, où l'on peut négliger tous les « chocs » multiples vis-à-vis des « chocs » binaires et considérer chaque particule indépendamment des autres (modèle « individuel »). Néanmoins, pour nous conformer à l'usage, nous continuerons à parler de « gaz » dans tous les cas.

2. Pour étudier les propriétés de l'électron à l'état « gazeux », il ne faut pas l'accélérer dans le vide, car l'énergie ainsi acquise, même sous de faibles potentiels, est bien supérieure à l'énergie d'agitation thermique (0,04 eV à 300 °K), de sorte que tous les électrons considérés ont au même point la même vitesse d'entraînement (en grandeur et direction), superposée à une faible vitesse d'agitation thermique (environ $10^7$ cm/s) ; il s'ensuit qu'ils ne forment pas un gaz, mais un faisceau et qu'ils ne peuvent interagir entre eux ; ils n'ont rien à « échanger », ni quantité de mouvement, ni énergie.

Dans ces conditions, le seul « gaz » d'électrons « pur »

(1) Le résultat négatif obtenu à cet égard par G. Möllenstedt et H. Düker peut être dû soit à l'énergie plus faible des électrons utilisés par ces auteurs, soit peut-être au manque d'homogénéité de la lame et à la longueur finie de la fente source.

concevable serait celui qui résulterait de l'émission thermoionique ou photoélectrique d'un métal dans le vide ; toutefois il semble difficile d'obtenir ainsi des concentrations appréciables.

C'est pourquoi, en pratique, les gaz d'électrons sont des gaz « mixtes » d'électrons dans la matière ; la neutralité électrique implique d'ailleurs l'existence d'un nombre égal d'ions positifs. Nous nous bornerons ici à l'étude des gaz ionisés (faiblement, en général), car c'est à leur sujet que s'est posé le problème de l'interaction électron-électron.

Un tel milieu nécessite en général un champ électrique d'entretien $E$ (« décharge » dans les gaz) ; mais ce champ peut être alternatif et l'expérience montre que le « gaz » d'électrons reste sensiblement isotrope. Par contre, la fonction de distribution des vitesses $F(\vec{v}) \simeq F(v)$ est altérée ; pour $E = 0$, elle est évidemment maxwellienne à la température $T$ des molécules (300 °K en général) ; ce qu'elle devient pour $E \neq 0$ dépend de l'interaction des électrons avec le milieu qui les environne, molécules neutres et autres électrons en particulier ; l'expérience montre, depuis Langmuir (1925), que cette distribution reste maxwellienne, mais à une « température électronique » $T_e$ très supérieures à $T$ (de 10 000 à 100 000 °K en général).

3. Jusqu'à présent, pour traiter ce problème, l'on s'est toujours placé dans l'hypothèse d'un « gaz de Lorentz » électrons-molécules neutres, ce qui implique que l'on ait $m \ll M$ (ce qui est bien réalisé), mais aussi que l'interaction entre électrons soit négligeable devant l'interaction électrons-molécules ; or on se contentait en général d'admettre qu'il en était bien ainsi, du moins tant que le taux d'ionisation $n/N$ (N étant la concentration moléculaire) n'était pas trop élevé ($10^{-3}$ par exemple), alors que la question nécessite l'estimation un peu plus précise de l'interaction coulombienne.

En fait, les théories du gaz de Lorentz sont incapables de rendre compte du résultat expérimental. Toutes celles qui ont été faites jusqu'à présent se réduisent, dans le cas d'un champ électrique constant assez intense, à la formule de Druyvesteyn, qui donne le nombre des électrons de vitesse $v$ proportionnel à $\exp[-(v/v_0)^4]$ contre $\exp[-(v/v_0)^2]$ pour une distribution maxwellienne. Bayet, Delcroix et Denisse [1] ont montré toutefois que les calculs qui conduisent à cette formule sont inexacts, mais la nouvelle théorie du gaz de Lorentz qu'ils proposent ne rend pas davantage compte des résultats expérimentaux obtenus pour des valeurs un peu élevées de la densité électronique et du champ électrique. Il est par suite indispensable de tenir compte de l'interaction entre électrons.

Au cours de l'étude du gaz de Lorentz, l'attention est d'ailleurs retenue par le fait que la « section efficace de transfert des moments » $Q_1 = \nu_1/Nv$ est infinie dans le cas de l'interaction coulombienne ($\nu_1$ est la « fréquence de relaxation des anisotropies du premier ordre » [1]). En fait, les milieux étudiés sont globalement neutres et si l'on admet que la théorie de Debye s'applique, le potentiel d'interaction doit être, dans ce cas, non plus en $r^{-1}$, mais en $r^{-1}\,e^{-/rD}$, $D$ étant la « distance de Debye » : $D = (kT_e/8\pi n e^2)^{1/2} \simeq 5(T_e/n)^{1/2}$. La section efficace d'interaction électron-électron $Q_e$ est alors finie et on peut l'évaluer [2]. On trouve qu'elle dépend assez peu de $n$ (variant de 3 à 1 lorsque $n$ varie de $10^4$ à $10^{12}$, par exemple) mais beaucoup de $T_e$, car elle est, en gros, proportionnelle à $T_e^{-2}$ ; on a, par exemple, pour

$$T_e = 3, \qquad 300, \qquad 30\,000\ ^\circ\mathrm{K},$$

$$Q_e = 3.10^{-5}, \qquad 3.10^{-9}, \qquad 3.10^{-13}\ \mathrm{cm}^2.$$

Si l'on tient compte de ce que les sections efficaces électron-molécule $Q_m$ sont de l'ordre de $10^{-15}$ cm² et de ce que les échanges d'énergie d'un électron avec les molécules sont proportionnels à $(m/M)\,N\,Q_m$ et avec les autres électrons à $n\,Q_e$, on voit que, dans la plupart des cas, les échanges d'énergie électrons-électrons sont bien plus considérables que les échanges électrons-molécules ; il est donc impossible de les négliger et ce sont eux qui sont responsables de la « maxwellianisation » de la fonction de distribution des vitesses électroniques à des températures bien supérieures à celle du gaz.

[1] Bayet (M.), Delcroix (J.-L.) et Denisse (J.-F.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 795 ; 1955, **16**, 274 ; 1956, **17**, 923 et 1005.
[2] Bayet (M.), Physique électronique des gaz et des solides, Masson, éd. (sous presse) ; *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 380.

### 2. — Stabilisateurs électroniques pour lentilles magnétiques ;

par MM. F. Perrier et J. Moncassin.

Vingt stabilisateurs ont été, depuis 2 ans, construits pour les microscopes du Laboratoire d'Optique électronique. Les conditions imposées sont énoncées ; des précisions sont données sur les essais, les réglages et les enregistrements destinés à vérifier si ces conditions sont remplies.

Un article au *Journal de Physique* précisera les résultats obtenus.

## SÉANCE DU 29 MARS 1957

### (*) 1. — Réalisation de miroirs et de filtres interférentiels pour l'ultraviolet ($\lambda \geqslant 2\,500$ Å) ;

par M. R. Lennuier,
Laboratoire des Recherches Physiques de la Sorbonne.

L'obtention des couches diélectriques d'épaisseur optique $\lambda/4$ ou $\lambda/2$ et *d'indice faible* ne soulève aucune difficulté ; la cryolithe est encore très transparente pour 2 500 Å et y présente un indice voisin de 1,37.

Mais il est nécessaire de trouver une substance d'*indice élevé* qui soit encore transparente dans ce domaine spectral (dans lequel se situe la radiation du mercure $\lambda = 2\,537$ Å souvent utilisée). Une solution satisfaisante est fournie par l'*iodure de rubidium*. Cette substance présente un indice de réfraction voisin de 2,0 pour la raie $\lambda = 2\,537$ Å et sa première bande d'absorption se situe vers 2 230 Å [1].

Nous avons effectivement réalisé des dépôts sous

vide (2.10⁻⁵ mm de mercure) d'iodure de rubidium, par évaporation vers 350-400 °C, et nous avons fabriqué des miroirs par dépôts de cryolithe et d'iodure de rubidium contrôlés avec la radiation $\lambda = 2\,537$ Å (dépôts sur glaces de quartz ou de silice). La mesure des facteurs de réflexion $R$ et de transmission $T$ de ces miroirs pour les diverses radiations d'un arc à mercure nous a permis de calculer l'absorption propre $A = 1 - T - R$ de l'ensemble des couches pour diverses longueurs d'onde entre 2 300 et 4 360 Å. Les mesures ont porté sur plusieurs miroirs comportant de 2 à 10 couches d'épaisseur optique $\lambda/4$ sur 2 537 Å. L'absorption propre $A$ n'augmente guère lorsqu'on passe de 2 à 10 couches et *elle reste inférieure à* 0,10 *dans tout le domaine spectral* $\lambda > 2\,400$ Å *exploré.* (Sur $\lambda = 2\,537$ Å, elle est de l'ordre de 0,06.) Les facteurs de réflexion obtenus (0,85 avec un miroir quartz BH ... BH de 10 couches, 0,69 avec un miroir quartz HB ... HBH de 7 couches) sont plus faibles que ceux que l'on attendrait d'un indice $n_H = 2,0$ ; l'iodure déposé en films a certainement un indice effectif plus faible (la valeur $n_H = 1,85$ rend mieux compte des résultats obtenus).

La protection des couches déposées sous vide a posé un problème, l'humidité atmosphérique altérant immédiatement les couches d'iodure de rubidium. On obtient une protection partielle en recouvrant l'ensemble d'une couche d'épaisseur $\lambda$ de cryolithe. Mais la conservation reste de faible durée à l'atmosphère libre.

Nous avons obtenu une protection efficace en évaporant, par-dessus la couche protectrice de cryolithe, une nouvelle couche d'épaisseur $k\lambda$ de *paraffine.* Une paraffine commerciale (Rhône-Poulenc, point de fusion 65°) évaporée sous vide vers 70° n'altère en rien la transparence du miroir ou du filtre et permet à ceux-ci de se conserver intacts à l'air libre pendant plusieurs mois.

[1] Radhakrishnan (T.), *Proc. Indian Acad. Sc.*, 1948, **27**, 169.
[2] Rimbert (Mlle G.), Lennuier (R.) et Cojan (J.-L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 1560.

## 2. — Progrès récents en microscopie électronique à émission ;

par MM. C. Fert et R. Simon,
Laboratoire d'Optique Électronique, Toulouse.

Introduction. — Dans un microscope électronique par transmission, l'objet est éclairé par un faisceau d'électrons monocinétique ; dans un microscope électronique à émission, l'objet émet lui-même les électrons qui serviront à former l'image.

Cette émission peut être obtenue par différents procédés : élévation de température de l'échantillon (émission thermoélectronique), bombardement de l'objet par des photons (émission photoélectrique) ou des ions (émission cathodique). Chacun de ces types d'émission est susceptible de donner des informations différentes sur l'échantillon et mérite d'être utilisé.

Le problème électrooptique du microscope électronique à émission se distingue de celui du microscope électronique par transmission par le fait que, quel que soit le mode d'émission retenu, les électrons quittent l'objet avec des énergies très faibles (de l'ordre d'une fraction d'électronvolt à quelques électronvolts, variable d'un électron à l'autre) et sous tous les angles (de 0 à 90° avec la normale à la surface).

La lentille objectif d'un microscope électronique à émission doit *accélérer* et *focaliser* les électrons provenant d'un point de la cathode. On donne souvent à cet objectif particulier le nom d' « *objectif à immersion* », pour rappeler que, si on considère le groupe d'électrons émis avec l'énergie $\varphi_0$ eV et accélérés par une différence de potentiel $\Phi$, on peut dire que le système optique équivalent est un système à milieux extrêmes différents, le rapport de l'indice du milieu objet à celui du milieu image étant $\sqrt{\varphi_0/(\varphi_0 + \Phi)}$. Ce rapport atteint ici des valeurs tout à fait inhabituelles en optique, puisque $\varphi_0$ de l'ordre de 1 eV et $\Phi$ de 20 000 à 40 000 eV.

Divers auteurs [1] ont montré que, si aucun diaphragme ne limite le faisceau, le diamètre du cercle d'aberration rapporté au plan objet est égal à

$$\delta = 1,2\,\frac{\varphi_0}{E_0}, \qquad (1)$$

pour le groupe d'électrons d'énergie $\varphi_0$, $E_0$ étant le champ électrique sur la cathode.

En présence d'un diaphragme cette expression devient

$$\delta = 1,2\,\frac{\varphi_0}{E_0}\sin\alpha_0(1 - \cos\alpha_0), \qquad (2)$$

$\alpha_0$ étant l'angle maximum des électrons avec la normale, au voisinage de la cathode.

Pour améliorer le pouvoir de résolution d'un microscope électronique à émission, il faut donc
obtenir un champ $E_0$ aussi grand que possible et
introduire un diaphragme.

Principe du montage proposé. — Le montage que nous proposons est représenté sur la figure 1.

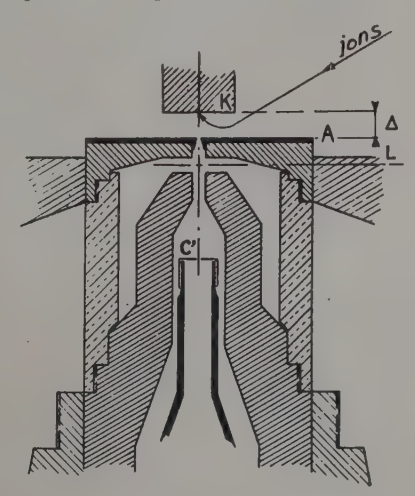



Fig. 1.

1° La cathode objet K est placée face à une anode A percée d'un trou de diamètre petit devant l'intervalle Δ entre l'anode et la cathode. Le champ électrique

qui règne entre cathode et anode est uniforme et égal à $E_0 = \Phi/\Delta$. Il peut prendre une valeur très élevée. Cela n'était pas le cas pour les montages proposés jusqu'à ce jour, dans lesquels la présence d'une électrode de Wehnelt limitait la valeur de $E_0$.

2° Le système espace d'accélération-trou d'anode donne de l'objet une image *virtuelle* située à la distance $4\,\Delta/3$ de l'anode, avec un grandissement 2/3.

Une lentille magnétique plaquée contre l'anode reprend cette image virtuelle et donne une image réelle très éloignée. Elle est suivie, comme dans un microscope électronique ordinaire, d'une lentille intermédiaire et d'un projecteur afin d'obtenir sur l'écran final une image définitive de grandissement convenable.

3° Pour limiter l'ouverture des faisceaux, on dispose un diaphragme centrable (*fig.* 1) en C′ où se forme l'image du cross over.

*Rôle du diaphragme.* — Soit $\alpha_0$ l'angle de la trajectoire avec l'axe, à la sortie de la cathode, d'un électron

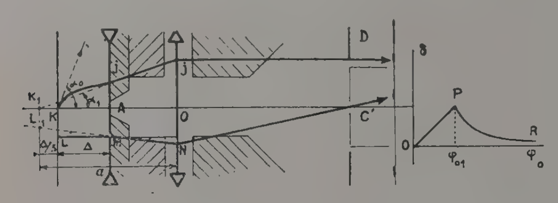



FIG. 2.

d'énergie $\varphi_0$ (*fig.* 2). La pente $\alpha_1$ de la trajectoire après la traversée de l'anode est donnée par la relation des sinus, valable dans ce cas, comme on le prévoit aisément, le champ étant uniforme en avant de la cathode. Si $\Phi$ est la différence de potentiel entre anode et cathode, cette relation s'écrit

$$\sin \alpha_0 \sqrt{\varphi_0} = \frac{2}{3} \alpha_1 \sqrt{\Phi}. \tag{3}$$

$\alpha_1$ ne peut pas dépasser une limite supérieure $\alpha_{1M} = r/a$ définie par le diaphragme D de diamètre $2r$, l'image donnée par la lentille magnétique O étant supposée à l'infini.

Parmi les électrons quittant la cathode au voisinage de K nous pouvons distinguer

*a*) les électrons d'énergie $\varphi_0 > (4/9)\,\alpha_{1M}^2\,\Phi$, le diaphragme arrête tous ceux qui sont émis sous $\alpha_0$ tel que $\sin \alpha_0 > (2/3)\,\alpha_{1M}\sqrt{\Phi/\varphi_0}$ ;

*b*) les électrons d'énergie $\varphi_0 \leqslant (4/9)\,\alpha_{1M}^2\,\Phi$, aucun de ces électrons n'est arrêté par D.

PREMIÈRE APPLICATION : POUVOIR SÉPARATEUR. — Considérons le groupe d'électrons d'énergie $\varphi_0$.

1° Si $\varphi_0$ est inférieur à l'énergie critique

$$\varphi_{01} = \frac{4}{9} \alpha_{1M}^2\, \Phi,$$

tous les électrons franchissent D. Tout se passe comme s'il n'y avait pas de diaphragme. L'expression (1) est valable :

$$\delta = 1{,}2\, \frac{\varphi_0}{\Phi}\, \Delta.$$

2° *Si $\varphi_0$ est supérieur à $\varphi_{01}$, D intervient pour limiter $\alpha_0$* à la valeur donnée ci-dessus ; l'expression du diamètre du cercle d'aberration devient, dès que $\varphi_0 \gg \varphi_{01}$,

$$\delta = 0{,}178\, \Delta \sqrt{\frac{\Phi}{\varphi_0}}\, \alpha_{1M}^3. \tag{4}$$

La figure 2 représente la variation de $\delta$ avec $\varphi_0$ en présence d'un diaphragme. Quoique la position du cercle de moindre diffusion varie un peu avec $\varphi_0$, nous pouvons admettre pour le pouvoir séparateur la valeur maximum de $\delta$

$$\delta_M = 1{,}2\, \frac{\varphi_{01}}{\Phi}\, \Delta \simeq 0{,}5\, \Delta\, \alpha_{1M}^2 = 0{,}5\, \Delta \frac{r^2}{a^2}, \tag{5}$$

d'où le résultat inattendu : la résolution est indépendante de la dispersion des vitesses des électrons émis par la cathode.

Valeurs numériques : dans le montage réalisé $\Delta = 2{,}6$ mm, $a = 6$ mm, $\Phi = 20$ kV ; pour $2r = 30\ \mu$, $\alpha_{1M} = 2{,}5 \cdot 10^{-3}$, $\varphi_{01} = 0{,}06$ V, $\delta = 90$ Å.

L'influence de l'aberration de sphéricité de la lentille magnétique est négligeable. Finalement, compte tenu de la diffraction, on peut espérer une résolution de l'ordre de 100 Å. La résolution expérimentale actuelle est 250 Å.

DEUXIÈME APPLICATION : SPECTRE DE VITESSE DES ÉLECTRONS TRANSMIS. — Le diaphragme arrête tous les électrons émis par K sous un angle $\alpha_0$ supérieur à la valeur définie ci-dessus, lorsque leur énergie dépasse la valeur critique $\varphi_{01}$. L'efficacité de ce *filtrage* augmente très rapidement à partir de $\varphi_0 = \varphi_{01}$. L'étude directe du spectre de vitesses des électrons transmis vérifie cette théorie ; les résultats expérimentaux sur ce sujet seront exposés dans une prochaine communication.

L'analyse précédente, faite pour un montage particulier, reste valable dans d'autres cas. Elle montre que, si l'on désire connaître la dispersion des vitesses des électrons émis par une cathode, il faut éviter l'effet de filtre du système électrooptique, sinon le spectre obtenu est caractéristique du montage électrooptique autant que de l'émission proprement dite.

Le même effet intervient dans un canon à électrons à cathode froide tel qu'il est utilisé sur certains appareils ; il contribue certainement à rétrécir le spectre des vitesses des électrons transmis et explique que ces sources d'électrons soient utilisables en microscopie électronique, si leur géométrie est convenablement choisie.

RÉSULTATS OBTENUS EN MICROSCOPIE ÉLECTRONIQUE A ÉMISSION. — Le montage proposé est valable quel que soit le mode d'émission et l'appareil utilisé pour ces essais peut être adapté aux différents cas.

Pour de premières expériences, l'émission d'électrons par l'objet est obtenue par bombardement ionique ; un canon à ions placé latéralement projette un faisceau d'ions sur la cathode. Ce canon peut être alimenté par différents gaz ; l'argon est le plus habituellement utilisé.

La figure 3 montre une surface de fonte blanche perlitique observée dans ces conditions. On notera le très grand contraste qui existe entre les différentes plages. L'émission secondaire est fonction de la struc-

ture physicochimique des couches superficielles du métal, ce qui est intéressant au point de vue métallographique.

Il faut faire ici une remarque importante. Au début de l'observation d'un échantillon, même « propre », nettoyé par pulvérisation cathodique par exemple, l'image est très peu contrastée. L'échantillon, qui a donné la figure 3, donne alors une image que montre la figure 4. Nous devons admettre qu'une « *couche de contamination* » recouvre la surface du métal et que c'est l'émission secondaire de cette couche, uniforme et continue, qui détermine l'image. D'où le manque de contraste. Après quelques instants de fonctionnement, cette couche est arrachée par le bombardement de l'échantillon et l'aspect devient celui de la figure 3. Ce phénomène est certainement à l'origine de beaucoup d'erreurs dans les expériences concernant les états de surface : mesure de coefficient d'émission, de travail de sortie, etc. L'observation d'une image constitue à ce sujet un contrôle très précieux.



FIG. 3.

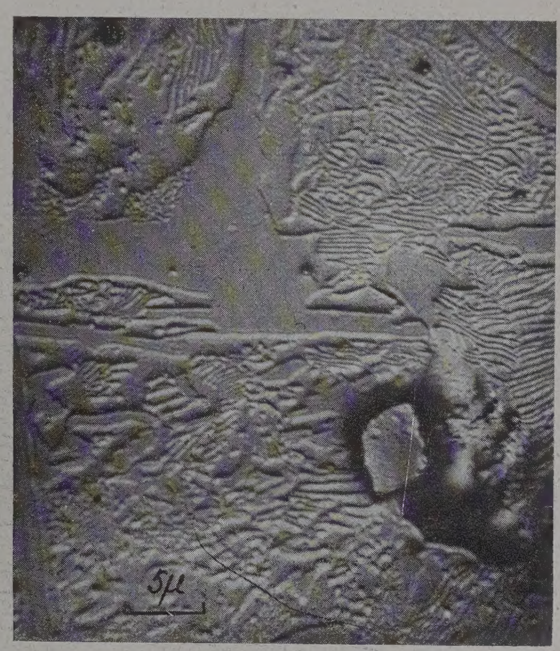


FIG. 4.


[1] Voir, par exemple, SEPTIER (A.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 573.

[2] FERT (C.) et SIMON (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **243**, 1300. FERT (C.) et SIMON (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **244**, 1177.

[3] PRADAL (F.) et SIMON (R.), *C. R. Acad. Sc.* (sous presse).

[4] JONES (D.), Les techniques récentes en microscopie électronique et corpusculaire, éd. C. N. R. S., 1955.


## ERRATA

aux Comptes rendus insérés dans le *Journal de Physique*, n° 6, juin 1957.

Page 21 S, lignes 2 et 3 de la colonne de gauche, ***au lieu de*** $0^{-4}$, *lire* $10^{-4}$.

Page 23 S, formule (1), remplacer $t$ par $f$.

Page 30 S, ligne 6 de la colonne de droite, *lire* $M_{c2} = -(2\omega_0 + a)/b$.

## BILAN AU 31 OCTOBRE 1956

### ACTIF

| | | Décomposition. | Totaux. |
|---|---|---|---|
| *Titres* déposés (Crédit Lyonnais et Agent de change) | | | 7 560 140 |
| 1° Placement du Fonds de réserve | | 861 954 | |
| 2° Placement des disponibilités | | 6 698 186 | |
| *Dépôts et cautionnements :* | | | |
| Cautionnement de garantie vis-à-vis du Grand Palais | | 100 000 | 100 000 |
| *Réalisable disponible* | | | 7 361 014 |
| Crédit Lyonnais | | 3 451 169 | |
| Chèques postaux | | 3 712 602 | |
| Agent de change | | 60 169 | |
| Chez Gauthier-Villars | | 56 728 | |
| Caisse Société { M. Poulard | 22 115 | 42 610 | |
| Caisse Société { M. Ménet | 20 495 | | |
| Caisse Exposition | 37 736 | 37 736 | |
| *Éléments extra-comptables :* | | | |
| 431 actions du *Journal de Physique*. | | | |
| Ouvrages en dépôt chez Gauthier-Villars (Mémoires sur la Physique en 5 tomes ; Données numériques par Dufet en 3 tomes ; Livre du Cinquantenaire). | | | |
| Cotisations à recouvrer estimées | 950 000 | | |
| Créances sur exposants à recouvrer | 496 144 | | |
| Total de l'Actif | | 15 021 154 | 15 021 154 |

### PASSIF

| | | Décomposition. | Totaux. |
|---|---|---|---|
| *Fonds de réserve* | | | 861 954 |
| Situation au Bilan du 31 octobre 1955 | | 847 954 | |
| Cotisations des Membres à vie | | 14 000 | |
| Le total est représenté par des titres. | | | |
| *Provisions libres* | | | 12 085 825 |
| Situation au Bilan du 31 octobre 1955 | | 9 639 419 | |
| Solde créditeur du compte des Ressources et des Charges de l'exercice, annexé au Bilan | Société — 972 176<br>Exposition + 3 418 582 | 2 446 406 | |
| Le total est représenté par { Titres | 6 698 186 | | |
| Le total est représenté par { Espèces | 5 387 639 | | |
| *Journal de Physique* | | | 684 656 |
| Situation au Bilan du 31 octobre 1955 | | + 1 658 963 | |
| Versement effectué en 1956 | | — 1 658 963 | |
| Rétrocession des 6/10ᵉ du montant des cotisations encaissées au cours de l'exercice. | | + 684 656 | |
| Le total est représenté par des espèces. | | | |
| *Comité français de Physique* | | | 1 388 719 |
| Situation au Bilan du 31 octobre 1955 | | 668 919 | |
| Cotisation Institut de France | | + 50 000 | |
| Subventions pour frais de missions | | + 2 395 000 | |
| Dépenses pour frais de missions | | — 1 725 000 | |
| Total du Passif égal à celui de l'Actif | | 15 021 154 | 15 021 154 |

## Compte global des Ressources et des Charges

au cours de l'Exercice 1955-1956

| | | Charges. | Ressources. |
|---|---|---|---|
| Cotisations encaissées : | | | |
| au titre de l'exercice 1956 | 1 073 143 | | |
| cotisations arriérées | 45 500 | | |
| cotisations anticipées | 22 450 | | 1 141 093 |
| Rétrocession des 6/10e des cotisations au *Journal de Physique* | | 684 656 | |
| Ressources diverses suivant détail 1re annexe (Société proprement dite) | | | 354 513 |
| Frais généraux de fonctionnement suivant détail 1re annexe (Société proprement dite) | | 1 783 126 | |
| Ressources suivant détail 2e annexe (Exposition) | | | 12 808 925 |
| Frais et charges suivant détail 2e annexe (Exposition) | | 9 390 343 | |
| SOLDE CRÉDITEUR du compte des Ressources et des Charges de l'exercice (reporté aux PROVISIONS LIBRES). | | | |
| Balance { Société | — 972 176 | | |
| Balance { Exposition | + 3 418 582 | 2 446 406 | |
| | | 14 304 531 | 14 304 531 |

## Première annexe au compte des Ressources et des Charges (Société proprement dite)

*Ressources diverses :*

| | |
|---|---|
| Droits d'entrée | 5 200 |
| Cotisations de la Section d'Optique 1956 | 750 |
| Intérêts sur titres en portefeuille | 274 800 |
| Dons sans affections particulières (Kodak, 50 000 ; Haenny, 2 000 ; Paine, 1 000) | 53 000 |
| Encaissements divers | 270 |
| Vente d'ouvrages chez Gauthier-Villars | 20 493 |
| Total porté au Compte des Ressources et Charges (Société) | 354 513 |

*Frais généraux de fonctionnement :*

| | |
|---|---|
| Loyer du Siège social | 1 174 |
| Service de la Bibliothèque | 800 |
| Salaires et traitements | 309 900 |
| Sécurité sociale et impôts sur les salaires | 88 905 |
| Contribution mobilière | 2 440 |
| Téléphone | 29 300 |
| Frais généraux de bureau et secrétariat comprenant : int. et agios sur titres, 2 260 ; frais de bureau, 19 561 ; papeterie, 72 306 ; secrétariat, 130 549 ; circulaires et tirages, 71 017 ; timbres et correspondance, 2 840 ; timbres rappel cotisation, 12 795 ; int. et agios de banque, 750 ; étiquettes et convocations assemblées, 23 120 ; divers, 211 868 | 547 066 |
| Obsèques Mme Joliot-Curie et M. Esclangon | 24 000 |
| Sépulture Fresnel | 2 036 |
| Cotisation au Comité Français d'Optique | 2 500 |
| Cotisation au Comité Français d'Éclairage | 5 000 |
| Cotisation au Comité Électrotechnique | 15 000 |
| Prix de fondation (Ancel et A. Cotton) | 70 000 |
| Frais Colloque Nancy 1954 | 2 000 |
| Frais de voyage Congrès Atomique Paris | 55 984 |
| Frais Colloques Bordeaux | 142 710 |
| Frais de voyage Alger | 42 480 |
| Frais de voyage Toulouse | 13 148 |
| Délégation Prix Holweck | 99 190 |
| Frais aux conférences diverses | 70 000 |
| Frais de voyage et déplacements | 40 018 |
| Ouvrages pour Prix Agrégation | 41 860 |
| Frais de séjour des Conférenciers | 23 090 |
| Dîners et réceptions, dont dîner du 16 avril | 154 525 |
| TOTAL porté au Compte des Ressources et des Charges (Société) | 1 783 126 |

## Deuxième annexe au compte des Ressources et des Charges (Exposition)

*Ressources :*

| | | Charges. | Ressources. |
|---|---|---|---|
| Recouvrements Exposition 1955 | | | 489 040 |
| Recouvrements Expositions antérieures | | | 27 490 |
| Recettes Exposition 1956 | | | 12 292 395 |
| comprenant : location emplacements | 8 346 000 | | |
| assurance | 53 680 | | |
| éditions | 48 000 | | |
| impression pages techniques catalogue | 1 268 700 | | |
| clichés techniques | 273 150 | | |
| textes concernant matériel non exposé | 433 500 | | |
| publicité | 1 297 000 | | |
| clichés publicitaires | 25 600 | | |
| cartes d'invitation | 139 725 | | |
| divers (vignettes, dépliants) | 29 230 | | |
| recettes sur catalogues 1954 | 500 | | |
| recettes sur catalogues 1955 | 3 100 | | |
| recettes sur catalogues 1956 | 374 210 | | |
| TOTAL porté au Compte des Ressources et Charges (Exposition) | | | 12 808 925 |

*Détail des frais et charges de l'Exposition :*

| | Charges. |
|---|---|
| Traitement des Agents | 1 198 178 |
| Sécurité sociale et impôts sur les salaires | 289 434 |
| Téléphone rue Cuvier | 47 650 |
| Frais divers de bureau Exposition | 79 454 |
| Location salles Grand Palais et enregistrement | 202 800 |
| Vignettes, 31 676 ; affiches, 3 500 ; panneaux, 27 000 ; enseigne, 98 600 | 160 776 |
| Téléphone Exposition Grand Palais | 134 075 |
| Eau, 6 110 ; éclairage, 504 369 | 510 479 |
| Installation électrique et sonorisation | 475 865 |
| Menuiserie | 1 157 060 |
| Tapisserie | 1 357 086 |
| Maçonnerie | 126 348 |
| Gardiennage, 291 905 ; assurances, 32 135 | 324 040 |
| Remise sur catalogue, 141 600 ; frais d'expédition, 112 235 | 253 835 |
| Impression du catalogue | 2 779 130 |
| Nettoyage et location du petit matériel | 156 880 |
| Courrier, secrétariat, plans et tirages | 57 362 |
| Réunions, dîners et déplacements | 27 656 |
| Divers | 52 235 |
| TOTAL porté au Compte des Ressources et Charges (Exposition) | 9 390 343 |

## STATISTIQUE au 31 octobre 1956

| SOCIÉTAIRES | SEINE ET SEINE-ET-OISE | DÉPARTEMENTS ET COLONIES | ÉTRANGER | TOTAUX |
|---|---|---|---|---|
| Membres titulaires | 484 | 239 | 94 | 817 |
| Membres à vie | 137 | 55 | 33 | 225 |
| Membres honoraires | 3 | | 9 | 12 |
| Collectivités | 64 | 32 | 13 | 109 |
| Totaux partiels | 688 | 326 | 149 | |
| Total général | | | | 1 163 |

Sociétaires décédés en 1955-1956 : 18 dont 10 Membres à vie et 1 Membre honoraire.
Démission en 1955-1956 : 3
Admissions en 1955-1956 :
Seine et Seine-et-Oise ......... 31
Départements et Colonies...... 20
Étranger .................... 4

*Le Gérant :* MAURICE BLONDIN. — Dépôt légal : 4[e] trim. 1957. — Imp. TAFFIN-LEFORT, à Lille (France).